Beobachtungen von Vela X-1 mit *RXTE*

Diplomarbeit

vorgelegt von

Ingo Kreykenbohm

Eberhard-Karls-Universität Tübingen
Institut für Astronomie und Astrophysik, Abt. Astronomie

Juli 1997

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **9**

2 Röntgen-Doppelsterne **13**
2.1 Entstehung von Röntgen-Doppelsternen 14
2.2 Klassen und Typen von Röntgen-Doppelsternen 17
2.2.1 Low Mass X-Ray Binaries 17
2.2.2 High Mass X-Ray Binaries 20
2.2.3 Intermediates — Übergangstypen 24

3 Strahlungsprozesse **25**
3.1 Entstehung der Strahlung 25
3.1.1 Schwarzkörper-Strahlung 25
3.1.2 Absorptions- und Emissions-Linien von Atomen 26
3.1.3 Fluoreszenz 27
3.1.4 Bremsstrahlung 27
3.1.5 Inverser Compton-Effekt 28
3.1.6 Zyklotron- und Synchrotron-Strahlung 30
3.2 Besondere Effekte: Zyklotron-Absorptionslinien 30
3.3 Entstehung schneller Teilchen 33
3.3.1 Akkretion 33
3.3.2 Emissionsgeometrie am Neutronenstern 35

4 Der Röntgensatellit *RXTE* **39**
4.1 *PCA* — Proportional Counter Array 41
4.2 *HEXTE* — High Energy X-Ray Timing Experiment 47
4.3 *ASM* — All Sky Monitor 51
4.4 Zusammenfassung 52

5 Vela X-1 **55**
5.1 Das System 55
5.2 Beobachtungen 60
5.3 Die Pulsperiode 62
5.4 Lichtkurven und Pulsprofile 63
5.5 Modelle 70
5.5.1 Potenzgesetz 70
5.5.2 Schwarzkörper Strahlung 70

5.5.3 Bremsstrahlung 71
5.5.4 Comptonisierte Spektren 71
5.5.5 Gauß-Linien 72
5.5.6 Absorption 73
5.5.7 Zyklotron-Absorptionslinien 74
5.5.8 NPEX 75
5.5.9 Cutoff 76
5.5.10 Andere Formen des Potenzgesetzes 79
5.5.11 Zusammenfassung 80
5.6 Phasengemittelte Spektren 81
5.6.1 Vergleich der Modelle 81
5.6.2 Die Beobachtungen #2 — #5 88
5.6.3 Flare-Spektrum 92
5.6.4 Silent-Spektrum 94
5.6.5 Andere Analyse-Methoden: Hardness-Ratios 95
5.7 Phasenaufgelöste Spektren 97
5.7.1 Zehn Phasenbins 97
5.7.2 Haupt-, Neben- und Offpuls 104
5.7.3 Puls minus Offpuls Spektren 106
5.7.4 Andere Analyse-Methoden 109
5.8 Vergleich mit anderen Instrumenten 112
5.8.1 *HEXE* und *TTM* 112
5.8.2 *Ginga* 113
5.8.3 Sonstige Instrumente 114
5.9 Zusammenfassung Zyklotron-Absorptionslinien 114

6 Zusammenfassung und Ausblick **117**
6.1 Zusammenfassung 117
6.2 Ausblick 118

A Energieaufgelöste Pulsprofile **121**

B Spektral-Klassifikation **125**

C Literaturverzeichnis **127**

Danksagung **132**

Abbildungsverzeichnis

1.1 Das elektromagnetische Spektrum . . . 10
1.2 Karte der hellsten Röntgenquellen . . . 12

2.1 Hertzsprung-Russel Diagramm . . . 15
2.2 Sternentwicklung im Doppelsternsystem . . . 16
2.3 Rochepotential . . . 18
2.4 Roche-Lobe Überfluß und Akkretion auf ein kompaktes Objekt . . . 19
2.5 Akkretion aus dem Wind . . . 22
2.6 Be-Stern mit Neutronenstern . . . 23

3.1 Schwarzkörper-Spektrum . . . 26
3.2 Entstehung von Fluoreszenzlinien . . . 28
3.3 Normaler und Inverser Compton-Prozeß . . . 29
3.4 Entdeckung der Zyklotronlinie in Hercules X-1 . . . 32
3.5 Modelle für die Akkretions-Säule . . . 35
3.6 Emissionsgeometrien am Neutronenstern . . . 36

4.1 Der Rossi X-Ray Timing Explorer . . . 40
4.2 Die Südatlantische Anomalie . . . 41
4.3 Proportionalzählereinheit des *PCA* . . . 42
4.4 Schnitt durch einen PCU . . . 43
4.5 *PCA*-Kanalspektrum . . . 44
4.6 Response-Matrizen von *PCA* und *HEXTE* . . . 44
4.7 Effektive Flächen von *PCA* und *HEXTE* . . . 45
4.8 Hintergrund-Spektrum des *PCA* . . . 46
4.9 Spektrum der Am^{241}-Quelle . . . 48
4.10 Querschnitt eines *HEXTE*-Detektors . . . 49
4.11 *HEXTE*-Cluster in Aufsicht . . . 50
4.12 Seitenansicht eines *HEXTE*-Clusters . . . 51
4.13 Hintergrund des *HEXTE* Clusters A . . . 52

5.1 Das Sternbild Vela . . . 56
5.2 Phasenlage der Beobachtungen . . . 58
5.3 Das System Vela X-1 . . . 59
5.4 Bewegung des Satelliten . . . 63
5.5 *PCA*-Lichtkurve Beobachtung #2 . . . 64
5.6 Ausbruch . . . 65

5.7 Puls zu Puls Variationen 65
5.8 Übergang von Ruhe zu Normalzustand 66
5.9 *PCA*-Pulsprofile der Beobachtungen 2 bis 5 67
5.10 *HEXTE*-Pulsprofile der Beobachtung #2 67
5.11 Energieaufgelöste Pulsprofile 69
5.12 Spektrum des Crab-Pulsars 71
5.13 Bremsstrahlungs-Spektrum 72
5.14 Modell der Gauß-Linie und einer Absorptionskante 73
5.15 Absorption 74
5.16 Modell-Spektrum mit Zyklotron-Linien 75
5.17 Verlauf des NPEX-Modells 76
5.18 Potenzgesetz mit *HECUT* 77
5.19 Fit mit *HECUT* 78
5.20 Verhalten des *PLHECUT*-Modells 79
5.21 Rohspektrum 82
5.22 *BBody*-Fit an Beobachtung #5 83
5.23 *BREMS*-Fit an Beobachtung #5 84
5.24 *COMPT*-Fit an Beobachtung #5 85
5.25 *PLFDCO*-Fit an Beobachtung #5 86
5.26 Fit an Beobachtung #2 90
5.27 Fit an Beobachtung #3 90
5.28 Fit an Beobachtung #4 91
5.29 Fit an Beobachtung #5 91
5.30 Hardness-Ratio der Beobachtung #2 93
5.31 Verhältnis Flare-Spektrum zu Ruhe-Spektrum 93
5.32 Spektrum des Silent-Zustandes aus Beob. #3 94
5.33 Hardness-Ratio der Beobachtung #5 95
5.34 Puls-Phasen Einteilung 97
5.35 Fit und Residuen von Beob. #3, Phasenbin 7 98
5.36 Fit und Residuen von Beob. #3, Phasenbin 4 99
5.37 Veränderung der Fit-Parameter der Beob. #2 und #3 über die Pulsphase 102
5.38 Veränderung der Fit-Parameter der Beob. #4 und #5 über die Pulsphase 103
5.39 Fits an das Hauptpuls-Spektrum von Beob. #5 106
5.40 Fits an das Nebenpuls-Spektrum von Beob. #4 107
5.41 Fits an das Offpuls-Spektrum von Beob. #4 108
5.42 Puls-Off Spektrum ohne Zyklotron-Linien 109
5.43 Hardness-Ratio des Pulsprofils der Beob. #3 111
5.44 Division von Hauptpuls durch Offpuls Spektrum 111
5.45 Vergleich *Ginga*/*RXTE* 113
5.46 Simulation eines Spektrums 116

A.1 Energieaufgelöste Pulsprofile Beob. #3 122
A.2 Energieaufgelöste Pulsprofile Beob. #4 123
A.3 Energieaufgelöste Pulsprofile Beob. #5 124

Tabellenverzeichnis

3.1 η-Werte der Energieerzeugung . . . 34

4.1 PCU Abkürzungen . . . 42

5.1 Parameter von Vela X-1/ HD 77581 . . . 57
5.2 Beobachtungen Vela X-1 mit *RXTE* . . . 60
5.3 Binning der *HEXTE*-Daten . . . 61
5.4 Puls-Perioden der vier Beobachtungen . . . 62
5.5 *BBody*-Fit an Beobachtung #5 . . . 82
5.6 *BREMS*-Fit an Beobachtung #5 . . . 84
5.7 *COMPT*-Fit an Beobachtung #5 . . . 85
5.8 *PLFDCO*-Fit an Beobachtung #5 . . . 87
5.9 *NPEX*-Fit an Beobachtung #5 . . . 87
5.10 Fit-Parameter an die phasengemittelten Spektren . . . 89
5.11 $\chi^2_{\rm red}$-Werte für Fits mit und ohne Zyklotron-Linien . . . 89
5.12 Fit-Parameter des Silent-Zustandes aus Beob. #3 . . . 95
5.13 Fit-Parameter für alle 10 Phasenbins der Beob. #2 . . . 100
5.14 Fit-Parameter für alle 10 Phasenbins der Beob. #3 . . . 100
5.15 Fit-Parameter für alle 10 Phasenbins der Beob. #4 . . . 101
5.16 Fit-Parameter für alle 10 Phasenbins der Beob. #5 . . . 101
5.17 Fit-Parameter der Haupt-, Neben- und Offpuls-Spektren . . . 104
5.18 $\chi^2_{\rm red}$-Werte von Haupt-, Neben- und Offpuls-Spektren . . . 105
5.19 Zyklotronlinien in den Puls-Offpuls Spektren . . . 108
5.20 Vergleich *HEXTE*/*TTM* und *RXTE* . . . 112
5.21 Vergleich *Ginga*/*RXTE* . . . 114
5.22 Simulation eines Spektrums . . . 115

B.1 Harvard-Klassifikation . . . 125
B.2 Prä- und Suffixe zur Harvard-Spektral-Klassifikation . . . 126
B.3 Leuchtkraft-Klassen . . . 126

Kapitel 1

Einleitung

Der Lauf der Gestirne faszinierte die Menschen seit Urzeiten. Astronomisches Wissen – insbesondere die Vorhersage von Mond- und Sonnen-Finsternissen sowie die Erstellung von Kalendern – war in allen Kulturen von großer Wichtigkeit. Bereits vor der Zeitenwende gelangte die Astronomie in Griechenland zur Blüte: es entstanden das heliozentrische Weltbild von Aristarch und das geozentrische von Ptolemäus. Letzteres setzte sich allerdings zunächst durch, bis im Mittelalter dank der bahnbrechenden Arbeiten von Kopernikus, Galilei, Kepler und vieler anderer das ptolemäische System mit seinen Epizyklen (zur Erklärung der Bewegungen der Planeten) die Beobachtungen nicht mehr erklären konnte und das heliozentrische Weltbild als das richtige erkannt wurde.

Astronomie — das war bis 1945 gleichbedeutend mit optischer Astronomie. Es wurden Sterne, Planetarische Nebel, Doppelsterne, andere Galaxien (von denen man erst seit wenigen Jahren wußte, daß sie nicht zur Milchstraße gehörten), veränderliche Sterne und natürlich die Planeten, Kometen und auch die Sonne mit Fernrohren beobachtet. Zur Detektion benutzte man neben dem Auge seit vielen Jahren auch Photoplatten. Zu Untersuchung des Spektrums wurden verschiedene Spektrometer benutzt und zur Messung der Stern-Helligkeiten kamen Photomultiplier zum Einsatz.

Man wußte schon seit bald Hundert Jahren, daß das sichtbare Licht nur ein winziger Teil des elektromagnetischen Spektrums ist, das sich von extrem langwelligen Radiowellen bis zu ultrakurzen Gammawellen erstreckt (siehe Abb. 1.1). Nach den Radiowellen, deren Wellenlänge durchaus im Kilometerbereich liegen kann, kommen die Mikro- und Radarwellen, die einige Zentimeter lang sind. Zwischen diesem und dem sichtbaren Bereich liegt das Infrarot, das man wiederum in nahes und fernes Infrarot unterteilt. In der "Mitte" des elektromagnetischen Spektrums liegt der sehr schmale optische Bereich von 800 nm bis 400 nm. Daran schließt sich der Ultraviolett (UV) Bereich an, den man ebenfalls wieder in nahes, fernes und extremes UV unterteilt. Das extreme UV geht dann allmählich in den weichen Röntgenbereich über. Im Röntgenbereich spricht man nicht mehr von Wellenlängen, sondern gibt die Energie des Photons an, gewöhnlich in keV. Die Unterteilung in weichen und harten Röntgenbereich ist sehr willkürlich und wird je nach Autor und Instrument verschieden angesetzt; in dieser Arbeit beginnt der harte Röntgenbereich bei $\sim$15 keV. Dieser geht bei 511 keV in den sogenannten Gammabereich über, in dem die Photonen dann Energien im MeV und GeV Bereich haben. Darüber gibt es dann noch den *V*ery-*H*igh-*E*nergy – kurz VHE – Bereich bei einigen 100 GeV und den *U*ltra-*H*igh-*E*nergy – kurz UHE – Bereich, ab $\sim$1 TeV. Photonen derartiger Energie lösen – ebenso wie hochenergetische *Teilchen* – Teilchen- und Strahlungs-Schauer aus, wenn sie auf die Atmosphäre treffen. Diese Schauer können auf dem Erdboden detektiert werden.

Die Astronomen aber befaßten sich im Großen und Ganzen nicht mit diesen anderen Energiebereichen. Zwar hatte Karl Jansky schon 1932 Radiostrahlung außerirdischen Ursprungs und V. F. Hess

Abbildung 1.1: Das elektromagnetische Spektrum vom Radio bis in den Gamma Bereich (Unsöld & Baschek 1988).

1912 die Höhenstrahlung bei einem Ballonflug entdeckt (Unsöld & Baschek 1988), was aber von den Astronomen kaum zur Kenntnis genommen wurde.

Daß bis 1945 fast ausschließlich optische Astronomie betrieben wurde, lag zum großen Teil daran, daß die Atmosphäre nicht in allen Wellenlängen so durchsichtig ist wie im optischen Bereich von 4000 Å[1] bis 6500 Å. Schon bei nur wenig kürzeren Wellenlängen, dem UV-Bereich, wird die Atmosphäre schnell undurchlässig, was für die UV-Astronomie zwar sehr hinderlich ist – ist sie doch gezwungen auf Satelliten auszuweichen – für das Fortbestehen der Tier- und Pflanzenwelt allerdings ist dies allerdings überlebensnotwendig. Im wesentlichen ist es der Sauerstoff, der die UV-Strahlung absorbiert.

Auch im Infrarotbereich ist es notwendig, die Atmosphäre zu verlassen. Im wesentlichen versperren hier Absorptionsbanden von Wassermolekülen die Durchsicht. Erst wieder bei wesentlich längeren Wellenlängen – im Radiobereich – ist die Atmosphäre wieder komplett durchsichtig. Das war jener Bereich, in dem Karl Jansky 1932 zum ersten Mal nicht optische außerirdische Signale mit einer selbstgebauten Radioantenneempfangen konnte.

Oberhalb des optischen Fensters wird die Atmosphäre nicht mehr völlig durchlässig. Im Bereich von einigen Ångström bis hinunter zu einigen Picometern, dem Röntgenbereich (Energie $\sim$1 keV), wird die Atmosphäre allmählich wieder etwas durchlässiger. Ab 20 keV kann immerhin mit hochfliegenden Ballons gearbeitet werden (siehe Abb. 1.1).

Die Röntgenstrahlung (außerhalb des deutschsprachigen Raums unter dem Begriff "X-Strahlen" (engl. X-Rays) bekannt) war schon im 19. Jahrhundert von Wilhelm Röntgen entdeckt worden, aber die Astronomen konnten erst ein halbes Jahrhundert später nach außerirdischen Röntgenstrahlen suchen, da erst während des 2. Weltkrieges die Raketentechnik entwickelt wurde. Da Röntgenstrahlung die Luft nur wenige Meter weit durchdringen kann, muß sich der Detektor in einer möglichst hohen Luftschicht (hochfliegende Ballons) oder noch besser an Bord eines Satelliten oder Rakete außerhalb der Erdatmosphäre befinden.

Dies geschah zum ersten Mal 1949, als bei einem Raketenflug die Röntgenstrahlung der Sonne von Herbert Friedmann vom *Naval Research Laboratory* (NRL) der US-Navy gemessen wurde (Friedmann, Lichtman & Bryam 1951). Die dabei gemessene Stärke der Strahlung war zwar

[1] 1 Å= 0.1 nm = 10^{-10} m.

enorm, aber da selbst die nächstgelegenen Sterne mehrere Lichtjahre entfernt sind, war klar, daß die Röntgenstrahlung der Sterne zu schwach ist, um über diese Entfernungen hinweg mit den damaligen Detektoren noch detektiert werden zu können.

Deshalb dauerte es weitere 13 Jahre, ehe das nächste Röntgenexperiment 1962 gestartet wurde. Dieses Mal sollte die von dem Mond reflektierte Röntgenstrahlung der Sonne gemessen werden; stattdessen entdeckte man eine ganz andere Röntgenquelle am Himmel, die im Sternbild Skorpion steht und die entsprechend Scorpius X-1 genannt wurde (Giacconi et al. 1962). Die ursprünglich angestrebte Messung geriet daraufhin völlig in Vergessenheit und wurde erst rund 30 Jahre später während der Kalibrationsphase des deutschen Röntgensatelliten *ROSAT* nachgeholt.

Nachdem mit Sco X-1 die erste extrasolare Röntgenquelle entdeckt worden war, suchte man mit zahllosen Raketenflügen nach weiteren derartigen Quellen und bis 1970 hatte man schon etwa 50 entdeckt, darunter auch die in dieser Arbeit untersuchte Quelle Vela X-1 (Chodil et al. 1967).

Danach begann das Zeitalter der Röntgensatelliten, die gegenüber den Raketen, die nur wenige Minuten messen konnten, wesentlich längere und ausführlichere Messungen vornehmen konnten. Berühmt wurden in diesem Zusammenhang die *Vela* Satelliten, die vom US Militär gestartet wurden, nicht um nach extrasolaren Röntgenquellen zu suchen, sondern um zu kontrollieren, ob das internationale Abkommen über das Verbot oberirdischer Kernwaffenversuche eingehalten wurde. Die *Vela 5B* Satelliten fanden zwar keine Verstöße, dafür umso mehr Röntgenquellen und auch Gamma-Ray Bursts, deren Herkunft bis heute noch nicht geklärt ist.

Einen ersten systematischen Katalog von extrasolaren Röntgenquellen erstellte der Satellit *UHURU* [2] (Forman et al. 1978), nachdem viele Quellen benannt sind; so steht z.B. 4U 0900–40 für vierter Uhuru Katalog, Position $\alpha = 9^{\mathrm{h}}00^{\mathrm{m}}$ und $\delta = -40°$ (diese Röntgenquelle ist bekannter unter dem Namen Vela X-1). Einige der hellsten von *UHURU* und seinen Vorläufern entdeckten Röntgenquellen sind in Abbildung 1.2 dargestellt. Die hellsten Quellen erhielten damals noch einen Namen, der sich aus dem Namen des Sternbildes oder der Galaxie, in dem die Quelle steht, einem großen X für X-Ray und einer Nummer zusammensetzt: Cyg X-1, aber auch LMC X-3; in diesem Fall wurde nicht das Sternbild, sondern die Galaxie als Name gewählt (LMC ist die Abkürzung für Large Magellanic Cloud, die Große Magellansche Wolke). Bei der Vielzahl der heute bekannten Quellen werden heute nur noch Katalog-Nummern vergeben, die sich aus dem Katalogkürzel und der Position (oder ähnlichem) zusammensetzen.

Weitere für die Röntgenastronomie bedeutende Satelliten waren vor allem der *Einstein* Satellit, der zum ersten Mal Bilder von Röntgenquellen aufnehmen konnte, im Gegensatz zu den meisten Röntgensatelliten, die keine räumliche Auflösung besitzen. Ebenfalls viele neue Ergebnisse brachte der europäische Satellit *EXOSAT*, der auf einer langgestreckten Ellipse die Erde umrundete. Diese Bahn bot den enormen Vorteil von ungefähr 76 Stunden (Pottschmidt 1997) ununterbrochener Beobachtungszeit – ideal um das zeitliche Verhalten von Röntgenquellen zu beobachten. Der deutsche Satellit *ROSAT* konnte zum ersten Mal hochauflösende Bilder erstellen. Er rasterte den kompletten Himmel ab und entdeckte rund 100000 neue Quellen – ein Vielfaches dessen, was zuvor bekannt war (zum Vergleich: der *UHURU* Katalog enthält 339 Quellen). Einer der jüngsten und noch aktiven Satelliten ist *RXTE*, mit dem die Daten für diese Arbeit gewonnen wurden und der noch eingehender vorgestellt werden soll (siehe Seite 39). Er zeichnet sich durch einen sehr breiten Energiebereich von 2 bis 250 keV und eine große effektive Fläche im Niederenergiebereich aus. Von Bradt, Ohashi & Pounds (1992) sowie Allan (1996) wurde eine umfangreiche Liste mit vielen Satelliten-Missionen der Röntgenastronomie zusammengestellt.

Wie Röntgenquellen, wie Cygnus X-1, Scorpius X-1 oder Vela X-1 im Röntgenbereich mit einer so hohen Intensität strahlen können, war den Forschern damals völlig unklar. Die erste Idee war, daß es sich um einen Neutronenstern handelte, der einige zehn Millionen Grad heiß aus einer Supernova Explosion hervorgegangen war und als Schwarzkörper strahlte (Chiu 1964 und Morton 1964, bzw. zur Schwarzkörper-Strahlung siehe Seite 25).

[2] Suaheli für Freiheit

Abbildung 1.2: Die hellsten Röntgenquellen in galaktischen Koordinaten. Die Größe der Kreise gibt die Stärke der Quellen an. Die Daten stammen wurden mit dem Satelliten HEAO-1 gewonnen (Zombeck 1990a).

Dann entwickelte man ein besseres Modell, um die hohen Intensitäten und Energien erklären zu können: in einem Doppelsternsystem, in dem der eine Partner ein kompaktes Objekt, also ein Weißer Zwerg, ein Neutronenstern oder gar ein Schwarzes Loch[3] ist, fließt Materie von dem Begleitstern auf das kompakte Objekt über. Beim Absturz der Materie auf das kompakte Objekt erhitzt sich die Materie so stark, daß die entstehende Strahlung im Röntgenbereich liegt. Näheres dazu siehe Kapitel 2 (sowie Abschnitt 3.3.1).

Weitere Quellen für Röntgenstrahlung sind die Kerne Aktiver Galaxien (sog. AGN), aber auch das Zentrum unserer Milchstraße, Kugelsternhaufen, andere "normale" Galaxien, wie M31 (der Andromedanebel), Galaxienhaufen (z.B. der Comahaufen) und Quasare wie 3C273 (vgl. Abb 1.2).

Alle diese Quellen haben vermutlich eines gemeinsam: die Röntgenstrahlung entsteht dadurch, daß Materie auf ein kompaktes Objekt akkretiert wird, denn dies ist der einzige bekannte Prozeß, der auf Dauer genügend Energie freisetzt, um die beobachteten Leuchtkräfte bei derartig hohen Energien erklären zu können (siehe Kapitel 2 und Abschnitt Akkretion auf Seite 33). Lediglich die Dimensionen unterscheiden sich etwas: bei einem Pulsar (wie Vela X-1 oder Her X-1) akkretiert ein Neutronenstern mit einer Masse von weniger als zwei Sonnenmassen etwas Materie von einem Begleiter, bei einer Aktiven Galaxie ist die zentrale Maschine wahrscheinlich ein Schwarzes Loch mit vielen Millionen Sonnenmassen, das jedes Jahr eine Sonnenmasse verschlingt.

[3] der endgültige Beweis für die Existenz Schwarzer Löcher steht immer noch aus, daher spricht man von Schwarzlochkandidaten, engl. Black Hole Candidates — BHC.

Kapitel 2

Röntgen-Doppelsterne

Bei einem Röntgen-Doppelstern handelt es sich um ein System aus zwei Sternen, die gravitativ aneinander gebunden sind. Bei einem Partner des Doppelsternsystems *muß* es sich um ein im Vergleich zu einem normalen Stern sehr kompaktes Objekt handeln. Dabei muß es sich zumindest um einen Weißen Zwerg – der bis zu einer Sonnenmasse in einer Kugel von etwa Erdgröße vereint (Shapiro 1983) – handeln. Dieser kann Materie von dem Begleiter akkretieren. Aufgrund der hohen Gravitationsfelder wird diese so schnell, daß sie bei dem Aufprall auf der Oberfläche heiß genug wird, um im UV- und Röntgenbereich zu strahlen.

Ist das kompakte Objekt in dem Doppelsternsystem noch massereicher und überschreitet die Chandrasekhar Stabilitätsgrenze von $1.4\,\mathrm{M}_\odot$, dann kann die Materie in Innern des kompakten Objekts dem Gravitations-Druck nicht mehr widerstehen und kollabiert weiter. Über den inversen β-Zerfall werden die Elektronen in die Protonen "gedrückt" und es entstehen Neutronen (Longair 1994). Erst diese haben dann wieder genügend Widerstandskraft, um der Schwerkraft Herr zu werden. Das so entstandene Objekt besteht im Innern aus reinen Neutronen[1], zu denen sich, je weiter man nach Außen geht, einzelne Protonen, Elektronen, neutronenreiche Atomkerne (vor allem aus der Eisengruppe) und schließlich gewöhnliche Kerne gesellen. Dieses Objekt vereinigt die Masse von etwa $1.4\,\mathrm{M}_\odot$ in einer Kugel mit einem Radius von etwa 10 Kilometern (Shapiro 1983).

Die Gravitation auf der Oberfläche des Neutronensterns ist stark genug, um die Bahn der Photonen so zu verbiegen, daß unter Umständen beide Pole des Neutronensterns gleichzeitig sichtbar sind.

Materie, die auf ein derartiges Objekt akkretiert wird, wird so heiß, daß die entstehende Strahlung ihr Maximum bereits im Röntgenbereich hat (siehe dazu auch Abschnitt 3.3.1).

Der genaue Vorgang der Strahlungsentstehung, und was für Effekte dabei auftreten können, ist immer noch teilweise unbekannt; auf einige besondere Effekte wird jedoch noch etwas näher in den Abschnitten 3.3.1 und 3.3.2 eingegangen.

Beinhaltet das kompakte Objekt noch wesentlich mehr Masse, dann überschreitet es die Oppenheimer-Volkoff Grenze (bei etwa $3.2\,\mathrm{M}_\odot$) für die Höchstmasse eines Neutronensterns (Lipunov 1992a). Die Neutronen können dem Gravitations-Druck nicht mehr standhalten. Der Stern kollabiert dann – so die gängige Lehrmeinung – unaufhaltsam weiter zu einem Punkt — einer Singularität. Dieser Punkt ist von einer Sphäre umgeben, deren Radius lediglich von der Masse des kollabierten Objekts abhängt (Voigt 1980a):

$$R_s = \frac{2 \cdot G \cdot M}{c^2} = 3\frac{M}{M_\odot} \quad [\mathrm{km}] \tag{2.1}$$

Innerhalb dieses *Schwarzschildradius* R_s ist die Gravitation so stark, daß ihr *nichts* entkommen kann. Auch die Photonen nicht — sie werden unendlich weit rotverschoben und sind damit nicht

[1] was sich im Zentrum des Neutronensterns befindet, ist noch nicht klar, die Vermutungen reichen von einem festen Neutronenkern über π-Kondensat bis zu Quarkmaterie (Shapiro 1983).

in der Lage, den Schwarzschildradius von *Innen nach Außen* zu überschreiten.

Durch Einsetzen in Gleichung 2.1 werden die Größenverhältnisse deutlich: die Sonne müßte auf einen Radius von jetzt 700000 km auf 3 km zusammengedrückt werden, die Erde hätte nur noch einen Radius von 9 mm.

Bei dem Kollaps eines Sterns wird dessen Magnetfeld in dem kompakten Objekt eingefroren (Ginzburg 1964). Daraus können – insbesondere bei dem Kollaps zu einem Neutronenstern – Magnetfelder mit bis zu 10^{16} Gauß resultieren (Woltjer 1964); Schwarze Löcher können per Definition kein gewöhnliches Magnetfeld haben.

Bei einem Schwarzen Loch funktioniert die Strahlungsproduktion anders als bei einem Neutronenstern oder Weißen Zwerg, denn es gibt keine Oberfläche, auf die die Materie aufschlagen könnte. Das Schwarze Loch zieht Materie von dem Begleitstern ab, bzw. bei einem allein stehendem Objekt sammelt es Materie des Interstellaren Mediums ein. Diese sammelt sich zunächst in einer Akkretionsscheibe um das Schwarze Loch. Am inneren Rand der Scheibe ballt sich die Materie dicht zusammen und heizt sich auf. Die entstehenden Röntgen-Photonen werden sowohl in der kalten Scheibe und insbesondere in dem heißen Gas "oberhalb" der Scheibe (der sog. Korona)[2] reprozessiert. Da das Gas der Korona eine sehr viel höhere Temperatur als der Innenrand der Scheibe hat (bei Cyg X-1 etwa 65 keV, Dove et al. 1997), können über den Inversen Compton-Effekt sehr energiereiche Photonen entstehen (siehe Abschnitt 3.1.5). Näheres ist bei Wilms et al. (1996) beschrieben.

Um die beobachteten Röntgen-Leuchtkräfte erklären zu können, reicht eine Akkretion aus dem Interstellaren Medium zumeist nicht aus. In den meisten Fällen zieht das kompakte Objekt Materie von einem Begleitstern ab. In der Tat befinden sich viele galaktische Röntgenquellen in Doppelsternsystemen. Um die Leuchtkräfte der Aktiven Galaxien zu erklären, benötigt man andere Modelle – hier sei auf die entsprechende Literatur verwiesen.

2.1 Entstehung von Röntgen-Doppelsternen

Bevor die Bildung eines Röntgen-Doppelsterns diskutiert wird, soll zunächst kurz die Entwicklung eines einzelnen Sterns beschrieben werden (näheres siehe Karttunen et al. 1990, S. 281ff.).

Sobald ein Protostern Wärme durch Kontraktion produziert, taucht er an der Hayashi-Linie ganz rechts im Hertzsprung-Russel-Diagramm (HRD) auf (siehe Abb. 2.1). Sobald Druck und Temperatur im Inneren groß genug sind, zündet die Wasserstoff-Fusion und der Stern strebt der Hauptreihe zu. Dort verbringt er den größten Teil seines Lebens (vom Endstadium abgesehen): er verbrennt in seinem Kern Wasserstoff zu Helium. Je massereicher der Stern ist, desto höher ist der Druck im Zentrum und desto mehr muß der Stern verbrennen, um stabil zu bleiben. Daher entwickeln sich massereiche Sterne ungleich schneller als massearme:

Die Entwicklungszeit τ_E berechnet sich nach folgender Faustformel (Voigt 1980b):

$$\tau_E \approx 6 \cdot 10^9 \frac{1}{(M/M_\odot)^2} \quad \text{Jahre} \tag{2.2}$$

Wenn der Kern fast nur noch aus Helium-Asche besteht, wandert die Wasserstoff verbrennende Schicht langsam weiter nach außen in die Hülle, während der beinahe erloschene Kern kontrahiert. Die Kontraktion setzt sich solange fort, bis Temperatur und Druck im Kern hoch genug sind, um die Helium-Fusion zu zünden. Der Stern verbrennt jetzt Helium zu Kohlenstoff im Kern, während gleichzeitig in der Hülle weiterhin Wasserstoff zu Helium verschmolzen wird. Dadurch ist der Strahlungsdruck auf die weiter außen liegenden Schichten der Hülle wesentlich höher. Diese dehnen sich aus, bis Strahlungsdruck und Gravitation wieder im Gleichgewicht sind. Da sich

[2]Die genaue Geometrie der ist noch unklar.

Abbildung 2.1: Das dem Hertzsprung-Russel Diagramm verwandte Farben-Helligkeits Diagramm für einen Sternhaufen. Am rechten Rand die Hayashi Linie (nicht gekennzeichnet), rechts oben das Riesengebiet, links unten die Weißen Zwerge (Schatzmann & Praderie 1990).

der Stern ausgedehnt hat, hat er jetzt eine wesentlich größere, aber kühlere Oberfläche. Damit ist die Leuchtkraft angestiegen, aber der Spektraltyp ist 'kühler' geworden. Im HRD (siehe Abb. 2.1) wandert der Stern nach rechts oben, in den Bereich der Roten Riesen.

Ist die Helium-Fusion im Kern nach verhältnismäßig kurzer Zeit mangels Helium zu Ende, beginnt der Zyklus von vorne: der Kern kontrahiert, während die Helium-Fusion in der Schale beginnt. Solange es dem Stern gelingt, Temperatur und Druck im Kern immer weiter zu erhöhen, gewinnt er noch Energie durch die Produktion immer massereicherer Elemente. Bei einem Stern von ungefähr Sonnemasse ist allerdings nach dem Heliumbrennen und etwas Kohlenstoffbrennen Schluß: der Gravitationsdruck reicht nicht aus, um die nächste Fusionsstufe im Kern zu zünden. Der Stern stößt seine Hülle ab und zurück bleibt ein im Mittel $0.6\,M_\odot$ schwerer Weißer Zwerg, der über 100000 Kelvin heiß ist und von einem jungen Planetarischen Nebel — der abgestoßenen Hülle — umgeben ist. Während dieser Phase wandert der Stern im HRD vom Gebiet der Roten Riesen rechts oben innerhalb weniger Tausend Jahre ganz ans linke Ende zu hohen Temperaturen und hohen Leuchtkräften. Da der Weiße Zwerg keine Möglichkeit der Energieerzeugung mehr hat, kühlt er langsam aus, wird immer dunkler und landet dann unterhalb der Hauptreihe im Gebiet der Weißen und schließlich Schwarzen Zwerge.

Hat der ursprüngliche Stern jedoch eine sehr hohe Masse (mehr als $8\,M_\odot$), so kann er eine Fusionsstufe nach der anderen erreichen, bis er in seinem Kern Eisen erzeugt hat. Eisen ist das stabilste Element, eine weitere Fusion zu noch schweren Elementen bringt keine weitere Energie; im Gegenteil, es ist Energie nötig, um diese Elemente zu erzeugen. Ist dieser letzte Brennvorgang (der nur Sekundenbruchteile dauert) beendet, kann nichts der Gravitation Widerstand leisten, und der Stern kollabiert. Dabei wird fast die gesamte potentielle Energie des Sterns innerhalb von Sekunden frei. Der größte Teil der Materie wird bei diesem Supernova-Ausbruch weggeschleudert. Auch

Abbildung 2.2: Sternentwicklung in einem Doppelsternsystem mit einem massereichen und einem massearmen Partner. Links Stern A; rechts Stern B (Verbunt & van den Heuvel 1995).

ein großer Teil des zentralen Eisens wird in Alpha-Teilchen zerrissen und ausgeworfen. Je nach Stärke der Explosion und Masse des Sterns bleibt ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch zurück. War die Explosion sehr heftig (wie es bei einem Stern mit mehr als ca. $30\,\mathrm{M}_\odot$ üblich ist), bleibt unter Umständen gar kein zentrales kompaktes Objekt übrig.

In einem nicht zu weiten Doppelsternsystem mit einem massereichen ($M > 10\,\mathrm{M}_\odot$) und einem massearmen ($M \approx 1\,\mathrm{M}_\odot$) Stern läuft die Entwicklung etwas anders ab. Die wesentlichen Stadien sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Wenn der massereiche Stern (Stern A) sich im Laufe seiner Entwicklung ausdehnt, dann kann sein massearmer Begleiter (Stern B) Materie von ihm abziehen, bis der ursprünglich massereiche Stern wesentlich weniger Masse enthält, als der ursprünglich massearme Stern B. Stern A kann sich nicht weiter entwickeln, da er nicht mehr genügend Masse hat, um die Helium-Fusion zu zünden – ein heißer Heliumstern bleibt zurück. Wenn dieser in einer Supernova explodiert, bleibt ein Neutronenstern in einem exzentrischen Orbit um einen sehr massereichen Stern zurück. Der Neutronenstern kann nun seinerseits Masse von Stern B akkretieren und Röntgenstrahlung emittieren: ein Röntgen-Doppelstern hoher Masse ist entstanden.

Die Entstehung von Röntgen-Doppelsternen niedriger Masse ist immer noch nicht völlig geklärt. van den Heuvel (1983) schlug im Prinzip den gleichen Weg wie oben beschrieben vor, nur daß das System soweit getrennt ist, daß der massearme Stern keine Masse akkretieren kann. Durch die Supernova Explosion des massereichen Sterns wird der Neutronenstern näher an seinen Begleiter befördert.

Ein anderes Szenario geht ebenfalls von einem Doppelstern-System mit einem extremen Massenverhältnis aus. Der massereichere Stern entwickelt sich zu einem Weißen Zwerg. Durch einen “spiral-in” kommen sich die beiden Sterne so nahe, daß Materie auf den Weißen Zwerg überfließen kann. Schließlich implodiert der Weiße Zwerg – vermutlich ohne viel Masse zu verlieren. Die Implosion ist daher nicht so heftig, so daß das Doppelstern-System erhalten bleibt (Whelan & Iben 1973).

Es wurde auch vorgeschlagen, daß beide Sterne sich zunächst getrennt entwickeln und der massearme Stern den Neutronenstern einfängt. Das letzte Szenario könnte für die hohe Konzentration von Röntgen-Doppelsternen in den Kugelsternhaufen verantwortlich sein, da dort die Sterndichte für einen Einfang hoch genug ist (Fabian, Pringle & Rees 1975).

2.2 Klassen und Typen von Röntgen-Doppelsternen

Röntgen-Doppelsterne werden im wesentlichen in zwei Klassen unterteilt. Die Einteilung richtet sich bemerkenswerter Weise *nicht* nach der Masse des kompakten Objekts, von dem die Röntgenstrahlung kommt, sondern nach der Masse des nicht kompakten Sternpartners, im folgenden als Begleiter bezeichnet.

– niedrige Masse $\Longrightarrow$ Low Mass X-Ray Binary (LMXB)
– hohe Masse $\Longrightarrow$ High Mass X-Ray Binary (HMXB)

In den folgenden Abschnitten sollen diese beiden Klassen vorgestellt werden und dabei wird deutlich, warum es sinnvoll ist, Röntgen-Doppelsterne nach der Masse des Begleiters zu klassifizieren.

Als Vorläufer für ein kompaktes Objekt – einen Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch – kommen nur sehr massereiche Sterne in Frage: Sterne, die nachdem sie ihre gesamte Hülle abgestoßen haben und sämtliches nukleares Feuer in ihrem Innern erloschen ist (siehe Seite 14), immer noch eine Masse von mehr als $1.4\,M_\odot$ für Neutronensterne und mehr als $\sim 3\,M_\odot$ für ein Schwarzes Loch haben. Nur sie können zu derartig kompakten Objekten kollabieren. Das heißt, das ihre Vorläufersterne eine Masse von ~ 9 und mehr Sonnenmassen gehabt haben müssen. Derartige Sterne entwickeln sich wesentlich schneller als Sterne von einer Sonnenmasse (vgl. Gleichung 2.2): die Zeitskalen liegen hier im Bereich von 10 *Millionen* Jahren.

Bei einem Low Mass X-Ray Binary ist der Begleiter ein massearmer Stern, der sich nach Gleichung 2.2 auf Zeitskalen von einigen Milliarden Jahren entwickelt. Das heißt, daß das kompakte Objekt nach seinem Entstehen sehr lange warten muß, ehe sich sein Begleiter entwickelt. Und erst wenn sich der Begleiter entwickelt, kann Röntgenstrahlung entstehen (s.u.). LMXB sind also sehr alte Objekte.

Bei einem HMXB sieht das anders aus: da der Begleiter ein sehr massereicher Stern ist, entwickelt er sich innerhalb von einigen zehn Millionen Jahren – der Röntgen-Doppelstern kann nicht älter sein, als die Entwicklungsdauer des Begleiters; ein HMXB ist somit ein sehr junges Objekt.

2.2.1 Low Mass X-Ray Binaries

Unter niedriger Masse versteht man in diesem Zusammenhang einen Stern von etwa einer Sonnenmasse oder weniger.

In einem Doppelsternsystem befinden sich die beiden Sterne in einem gemeinsamen Gravitationspotential. Unter folgenden Annahmen gelang es E. A. Roche dieses Problem im 19. Jahrhundert zu lösen:

- beide Sterne sind als Punktmassen zu betrachten (was für einen Neutronenstern durchaus erfüllt ist, für den Begleiter allerdings nicht; trotzdem ist die Roche Näherung brauchbar),
- beide Sterne bewegen sich auf zirkularen Orbits um den gemeinsamen Schwerpunkt (diese Bedingung ist auch kein Problem, da es sich hierbei um sehr enge Systeme handelt),
- beide Sterne mit der Orbitalbewegung korotieren (meistens erfüllt).

Dann kann man das Potential aus Gravitations und Zentrifugalkräften darstellen als (Frank, King & Raine 1992):

$$\Phi(\vec{r}) = -\frac{GM_1}{|\vec{r}-\vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r}-\vec{r}_2|} - \frac{1}{2}(\vec{\omega}\times\vec{r})^2 \tag{2.3}$$

M_1, M_2 sind die Massen der beiden Sterne, $\vec{r}_1$ und $\vec{r}_2$ ihre Ortsvektoren und $\vec{\omega}$ die Winkelgeschwindigkeit der Orbitalbewegung. Das Koordinatensystem korotiert um den Schwerpunkt.

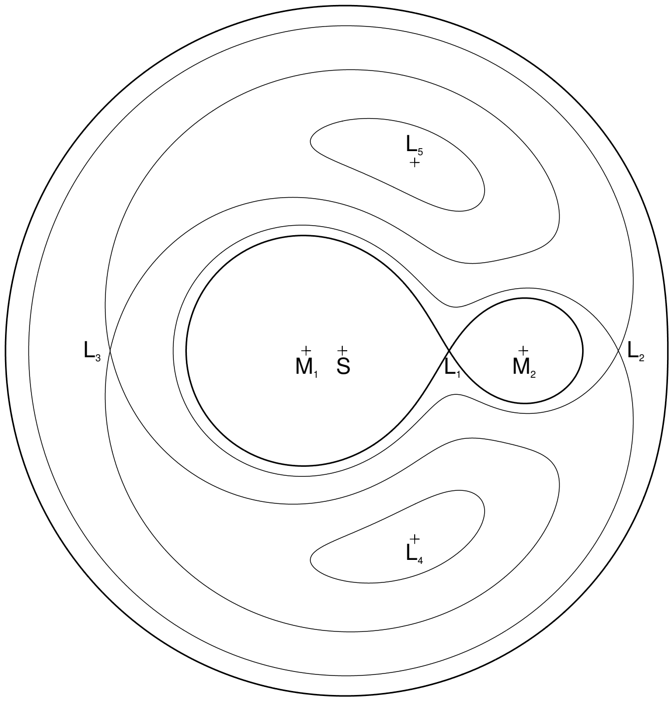

Abbildung 2.3: Äquipotentialflächen für den Fall eines Massenverhältnisses $M_1 : M_2$ von 1 : 5 (Kretschmar 1996) nach einem Programm, das von Jörn Wilms und Peter Kretschmar entwickelt worden ist.

Als Roche Fläche bezeichnet man jene Äquipotentialfläche, auf der ein Teilchen noch eindeutig an den Stern gebunden ist. Die von dieser Fläche eingeschlossenen Volumina heißen *Roche Volumina*.

In Abbildung 2.3 sind die Äquipotentiallinien exemplarisch für ein Massenverhältnis von 1:5 dargestellt (ob das kompakte Objekt oder der Begleiter schwerer ist, spielt für diese Betrachtungen keine Rolle).

Der Punkt zwischen den beiden Sternen, an dem Kräftegleichgewicht herrscht (an dem ein kräftefreies Teilchen theoretisch in Ruhe bleiben könnte), heißt der innere *Lagrange Punkt* L_1.

Es gibt noch mehr derartige kräftefreie Punkte, die Langrangepunkte L_2 bis L_5. Einer befindet sich “hinter” dem Begleiter und ein weiterer “hinter” dem kompakten Objekt. Zwei weitere Lagrangepunkte befinden sich oberhalb bzw. unterhalb des Lagrangepunktes L_1 (siehe Abb. 2.3).

Wenn der Begleiter Masse verliert, dann kann das kompakte Objekt einen Teil dieser Masse akkretieren und dabei entsteht hochenergetische Strahlung (extremes UV bis in den harten Röntgenbereich und in Einzelfällen sogar bis in den Gammabereich). Dieser Vorgang wird sowohl im folgenden, als auch auf Seite 33 beschrieben.

Es gibt drei grundlegende Varianten des Massenverlusts für einen Stern:

1. Ein starker Sternwind, der bis $10^{-4}\,M_\odot$ pro Jahr fortträgt.

2. Der Stern rotiert sehr schnell, so daß sich in der Nähe des Sternäquators aus noch nicht geklärten Gründen eine Art Scheibe ausbildet, weil dieses Material wegen der Zentrifugalkraft nicht mehr an den Stern gebunden ist. Solche Sterne weisen spezifische Emissionslinien in ihrem Spektrum auf, daher bezeichnet man sie als Be-Sterne.

3. Der Stern ist entwickelt und hat die Hauptreihe verlassen. Seine Hülle hat sich auf ein Vielfaches ihres ursprünglichen Radius ausgedehnt. Dabei kann der Stern sein Roche Limit

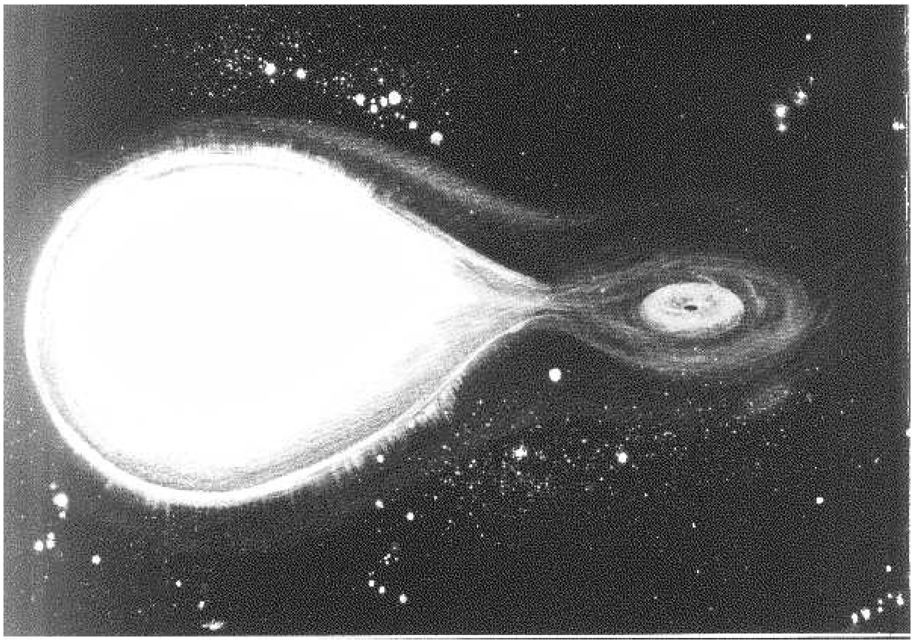

Abbildung 2.4: Ein kompaktes Objekt akkretiert von dem Begleitstern. Der Begleitstern ist entwickelt und füllt seinen Rochelobe aus, deshalb sieht er so ballonförmig aus. Die Materie sammelt sich zunächst in einer Akkretionsscheibe, bevor sie endgültig auf das kompakte Objekt stürzt (nach HEASARC artist 199x; zur Schwarz - Weiß Wiedergabe modifiziert).

ausfüllen und überschreiten. Alle Materie, die sich außerhalb des Roche Volumens des Begleiters befindet, ist nicht mehr an den Stern gebunden. Wenn sie in das Roche Volumen des kompakten Objekts gelangt, kann sie von diesem akkretiert werden (siehe dazu Abb. 2.3, 2.4 und Text auf Seite 18).

Da der Begleiter eines LMXB als massearmer Stern keinen starken Sternwind antreiben kann, da er dafür schlicht zu kühl ist und auch der Verlust über den Be-Mechanismus nicht in Frage kommt, bleibt nur eine Möglichkeit übrig: Massenverlust durch Überfließen des Roche Volumens wie es durch Entwicklung möglich wird.

Was passiert in einem solchen System? Der Begleiter entwickelt sich und wenn er den Wasserstoffvorrat im Kern weitestgehend verbraucht hat, dehnt sich seine Hülle aus. Dadurch füllt er sein Roche Volumen aus. Bei weiterer Ausdehnung tritt Material am Lagrange Punkt L_1 von dem Roche Volumen des Begleiters in das Roche Volumen des kompakten Objekts über und wird dann von diesem akkretiert (siehe Abbildung 2.3). .

Das von dem Begleitstern überfließende Material hat sehr viel Drehimpuls. Es sammelt sich in einer Scheibe um das kompakte Objekt mit dem Radius R_{circ}, der von dem Drehimpuls der Teilchen und der Masse des kompakten Objektes abhängt (King 1995):

$$R_{\mathrm{circ}} = \frac{J^2}{GM_{\mathrm{x}}} \tag{2.4}$$

Ist dieser Radius *größer* als der des kompakten Objekts (was beim Roche Lobe Overflow die Regel ist), dann kann das Teilchen nicht akkretiert werden. Bevor die Materie akkretiert werden kann, muß sie erst soviel Drehimpuls verlieren, bis die Akkretions-Bedingung 2.4 erfüllt ist. Bis dahin verbleibt die Materie in einer rotierenden Scheibe um das kompakte Objekt, der *Akkretionsscheibe*.

Durch Reibung in der Scheibe wird der Drehimpuls der Teilchen umverteilt: während die einen Drehimpuls abgeben und weiter nach innen wandern, nehmen andere mehr Drehimpuls auf und wandern weiter nach außen oder können das System schließlich sogar verlassen. Die meisten Teilchen wandern immer weiter nach innen, so daß die Reibung immer größer wird, die Scheibe wird immer heißer, so daß sie als Schwarzer Körper im Röntgenlicht strahlt. Deshalb findet man in Spektren von Röntgen-Doppelsternen mit Akkretionsscheiben häufig eine solche Schwarzkörper Komponente im Spektrum (zum Beispiel in Cygnus X-1, Cui et al. 1996).

Ein etwa vorhandenes Magnetfeld bricht die Scheibe schließlich auf und das Material kann nur entlang der Magnetfeldlinien auf die magnetischen Pole des kompakten Objekts herabstürzen. Da dieses rotiert und zumeist Magnetfeldachse und Rotationsachse *nicht* übereinstimmen, sind die Magnetpole – die damit auch Emissionsregion für die Röntgenstrahlung sind – nicht immer sichtbar. Das Ergebnis für den Beobachter auf der Erde sind Röntgenpulse.

Da Low Mass X-Ray Binaries relativ alte Objekte sind, mußte das kompakte Objekt sehr lange warten (nach Gleichung 2.1 einige Milliarden Jahre), ehe es Masse von dem Begleiter akkretieren konnte. In dieser Zeit ist sein Magnetfeld unter Umständen bereits zerfallen. Dann findet die Akkretion auf den ganzen Stern statt und es wird eine kontinuierliche Röntgenemission beobachtet.

Im Laufe einiger zehn Millionen Jahre, so nahm man bis vor kurzem an, zerfällt das Magnetfeld von Neutronensternen: bereits Ostriker & Gunn (1969) stellten in den Pulsperioden von Radio-Pulsaren einen Zerfall der Magnetfeldstärke fest und der Zerfall des Magnetfeldes wurde bald fester Bestandteil von Entwicklungs-Szenarien. Neuere Untersuchungen an einem großen Sample von Radiopulsaren zeigten allerdings, daß es *keine* Anzeichen für einen Zerfall der Magnetfelder bei *Radio*-Pulsaren gibt (Bhattacharya & Srinivasan 1995). Aber es gibt Beweise für einen Zerfall des Magnetfeldes bei Neutronensternen, die sich in einem Doppelstern-System befinden. Da die jungen Neutronenstern-HMXB pulsieren und die alten LMXB nicht, muß man von einem Zerfall des Magnetfeldes ausgehen. Diese Annahme wurde durch die Entdeckung des Doppelstern-Radio Pulsars PSR 1913+16 untermauert, bei dem ebenfalls ein Zerfall des Magnetfeldes beobachtet wurde. Dies führt zu dem Schluß, daß Magnetfelder von Neutronensternen in Doppelstern-Systemen zerfallen, die von alleinstehenden nicht (Bhattacharya & Srinivasan 1995). Wie es zu dem Zerfall kommt, ist noch Gegenstand der Diskussion; einige Möglichkeiten werden von Bhattacharya & Srinivasan (1995) diskutiert.

Die entstehende Röntgenstrahlung hat auch einen Effekt auf den Begleitstern: sie "beleuchtet" die dem Neutronenstern zugewandte Seite des massearmen (und deshalb kühlen) Begleitsterns. Dadurch heizen sich die äußeren Schichten des Sterns an den beleuchteten Stellen auf, so daß der Stern auf der beleuchteten Seite einen ganz anderen Spektraltyp aufweist, als auf den unbeleuchteten Partien: anstelle eines K-Sterns beobachtet man dort einen B-Stern. Crampton & Hutchings (1974) zeigen dies an Hand von Hercules X-1. Damit verbunden ist ein entsprechend verstärkter Wind (McCray & Hatchett 1975). Dieser Effekt ist bei den kühlen Begleitsternen von massearmen Röntgen-Doppelsternen besonders deutlich. Durch die hohe Temperatur von rund 12000 Kelvin (entsprechend Spektraltyp B8) an der heißesten Stelle des beleuchteten Bereichs ("hot spot") wird (neben anderen) eine sonst nicht sichtbare He II Linie bei $\lambda = 4684\,\text{Å}$ angeregt (Crampton & Hutchings 1974), die entsprechend der Rotation in der Stärke variiert.

2.2.2 High Mass X-Ray Binaries

Bei einem HMXB hat der *Begleiter* eine Masse von 10 Sonnenmassen oder mehr. Er hat damit oft ein Vielfaches der Masse des kompakten Objekts, das – wenn es sich um einen Neutronenstern handelt – lediglich eine Masse von maximal $3\,M_\odot$ haben kann.

Ein derart massereicher Stern kann Materie auf alle drei oben beschriebenen Arten verlieren und das kompakte Objekt kann einen Teil dieser Masse akkretieren und es kommt zur Entstehung von Röntgenstrahlung. Corbet (1986) geht bei der Klassifikation eines HMXB noch weiter und klassifiziert sie nach Be-System, lang- und kurzperiodischen Systemen. Er führt die drei Klassen auf die unterschiedliche Art der Massenakkretion zurück.

Ein Stern von 10 oder mehr Sonnenmassen kann nicht sehr alt sein, denn die Lebensdauer eines Sterns nimmt mit zunehmender Masse rapide ab (vgl. Gleichung 2.2). Ein Stern mit etwa 25 Sonnenmassen hat eine Lebenserwartung von weniger als 10 Millionen Jahren. Es handelt sich bei dem Begleiter eines HMXB also um ein äußerst junges Objekt.

So wird es sich bei dem Begleiter häufig um einen ebenfalls schon entwickelten Stern handeln, d.h. im Kern hat eventuell bereits die Helium-Fusion begonnen und Wasserstoff brennt in der Schale. Ein solcher Stern dehnt sich unter dem Druck des Schalenbrennens massiv auf, so hat z.B. der Begleiter des Röntgen Doppelsterns Vela X-1, HD 77581, bei einer Masse von $23\,M_\odot$ bereits einen Radius von mehr als 30 Sonnenradien (die genauen Parameter des Systems Vela X-1/ HD 77581 werden auf Seite 55 genannt), während etwa 6 Sonnenradien für einen Hauptreihenstern anzusetzen wären.

Blaue Überriesen, also die heißen O- und B0-Sterne, haben ihr Strahlungsmaximum im UV-Bereich. Da das Hüllenmaterial (im wesentlichen Wasserstoff und Helium) im UV-Bereich eine große Anzahl an Absorptionslinien hat, kann die Strahlung nicht effizient genug nach Außen abgegeben werden. Das Resultat ist ein sehr starker Sternwind, der bis zu $10^{-4}\,M_\odot$ pro Jahr fortnehmen kann. Es genügt, wenn das kompakte Objekt auch nur einen kleinen Teil dieses Sternwindes akkretiert, um die beobachtete Röntgenleuchtkraft von $\sim 10^{37}$ erg/s erklären zu können: nach Gleichung 3.14 genügen bereits $\sim 10^{-9}\,M_\odot$ pro Jahr um die Quelle am Eddington Limit strahlen zu lassen.

Häufig haben die kompakten Objekte sehr enge Orbits (im Falle von High Mass X-Ray Binaries umlaufen die kompakten Objekte den Begleiter wirklich) mit einer Periode von wenigen oder gar nur einem Tag; das heißt das der Neutronenstern tief in den an der Oberfläche des Begleiters sehr dichten Sternwind eingebettet ist. Bondi & Hoyle (1944) haben bereits in den vierziger Jahren ausgerechnet, wieviel Materie ein kompaktes Objekt aus einem sich bewegenden Medium akkretieren kann. Dieses Modell wurde von Davidson & Ostriker (1973) auf einen Neutronenstern, der aus dem Wind seines massereichen Begleiters akkretiert, angewendet. Dazu nahmen sie einen gleichförmigen kugelsymmetrischen Wind an. Material in der Nähe des kompakten Objekts befindet sich in dessen Potentialtopf, so daß man ein Gleichgewicht von potentieller Energie und kinetischer Energie der Teilchen finden kann (m ist die Masse der Teilchen) (Davidson & Ostriker 1973):

$$\frac{1}{2} m v_{\mathrm{rel}}^2 = \frac{G M_{\mathrm{x}} m}{r_{\mathrm{acc}}} \Longrightarrow r_{\mathrm{acc}} = \frac{2 G M_{\mathrm{x}}}{v_{\mathrm{rel}}^2}$$

Damit wird das Material, daß sich innerhalb dieses Radius befindet akkretiert. Material, daß sich außerhalb dieses Akkretionsradius befindet, wird zunächst nicht akkretiert. Da sich aber im "Schatten" des kompakten Objekts nur wenig Material befindet, ändern manche Teilchen ihre Flugbahn und gelangen hinter das kompakte Objekt (siehe Abb. 2.5). Bei dem Zusammenstoß der aus verschiedenen Richtungen einströmenden Teilchen verlieren diese ihren Impuls. Damit unterschreiten einige den Akkretionsradius und werden akkretiert. Hinter dem kompakten Objekt bildet sich dann eine sog. *Akkretionswelle* aus. Zwischen dieser Akkretionswelle und dem normalen Wind entsteht eine Schockfront (siehe Abb. 2.5).

Aus dem Akkretionsradius erhält man den Anteil des Windes, der akkretiert wird (King 1995):

$$\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\mathrm{w}}} = \left(\frac{M_{\mathrm{x}}}{M_{\mathrm{n}}}\right)^2 \cdot \frac{(v/v_{\mathrm{w}})^4}{(1+(v/v_{\mathrm{w}})^2)^{3/2}} \tag{2.5}$$

Hierbei sind M_x und M_n die Masse des kompakten Objekts bzw. des Begleiters und a der Abstand des kompakten Objekts vom Zentrum des Begleiters. Dieser Anteil ist normalerweise nur ein kleiner Teil des Windes; die Windakkretion ist im Vergleich zum Roche-Lobe Overflow weitaus weniger effizient.

Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Akkretion aus dem Wind, wie sie von Bondi & Hoyle (1944) zum ersten Mal beschrieben wurde. Die Grafik stammt von Davidson & Ostriker (1973).

Die Akkretionsrate erhält man damit zu

$$\dot{M} \cong \frac{\pi r_{\mathrm{acc}}^2}{\Omega a^2} \dot{M}_{\mathrm{w}} \tag{2.6}$$

Da OB-Sterne ihren Wind isotrop, also in einen Winkel von $(4\pi \cdot \mathrm{sr})$ abgeben, akkretiert das kompakte Objekt nur ca. 0.01 % des Windes. Da aber der Wind bis zu $10^{-4}\,\mathrm{M}_{\odot}$ pro Jahr forttragen kann, reicht die akkretierte Menge durchaus aus, um die Röntgenquellen am Eddington-Limit strahlen zu lassen (King 1995).

Die aus dem Sternwind akkretierten Teilchen haben haben in der Regel nur sehr wenig Drehimpuls. Damit ist die Bedingung für die Bildung einer Akkretionsscheibe nach Gleichung 2.4 zumeist nicht erfüllt. Wenn sich das kompakte Objekt im Periastron befindet kann es auch bei der Akkretion aus dem Sternwind zur Ausbildung einer kurzlebigen Akkretionsscheibe kommen (King 1995).

Zusätzlich zum Massenübertrag durch den Wind kann es auch bei den massereichen Röntgen-Doppelsternen zu einem Roche-Lobe Überfluß über Lagrange Punkt L_1 kommen. Im Laufe der Entwicklung des Begleiters wird dieser seinen Roche-Lobe nach und nach ausfüllen und schließlich überschreiten. Da diese Materie einen hohen Drehimpuls hat, muß sie diesen erst in einer Akkretionsscheibe abgeben. Die Beobachtung einer Akkretionsscheibe in einem windakkretierenden System wurde verschiedentlich als Hinweis auf Roche-Lobe Overflow gedeutet. Wenn der Begleiter seinen Roche-Lobe überschreitet, dann fließen etwa $\sim 10^{-3}\,\mathrm{M}_{\odot}$ auf das kompakte Objekt über und die Röntgenquelle wird erstickt (Zuiderwijk, van den Heuvel & Hensberge 1974).

Der schon auf Seite 20 bei den LMXBs besprochene Effekt der Beleuchtung des Begleiters durch den Neutronenstern tritt auch bei den massereichen Röntgen-Doppelsternen auf. Da aber die massereichen Begleiter von sich aus schon einen sehr frühen Spektraltyp haben (B0 oder früher, s.o.) sind sie sehr heiß: 25000 Kelvin oder mehr (siehe Anhang B). Deshalb macht sich dieser Effekt *nicht* in einer Änderung der Spektralklasse auf der beleuchteten Seite bemerkbar; gleichwohl heizt die Röntgenstrahlung die äußeren Schichten des Begleiters soweit auf, daß bei manchen HMXBs bereits der daraus resultierende Wind beobachtet werden konnte, wie bei Centaurus X-3 (Day & Stevens 1993). Durch die erhöhte Temperatur wird eine sonst nicht (oder schwächer) sichtbare He

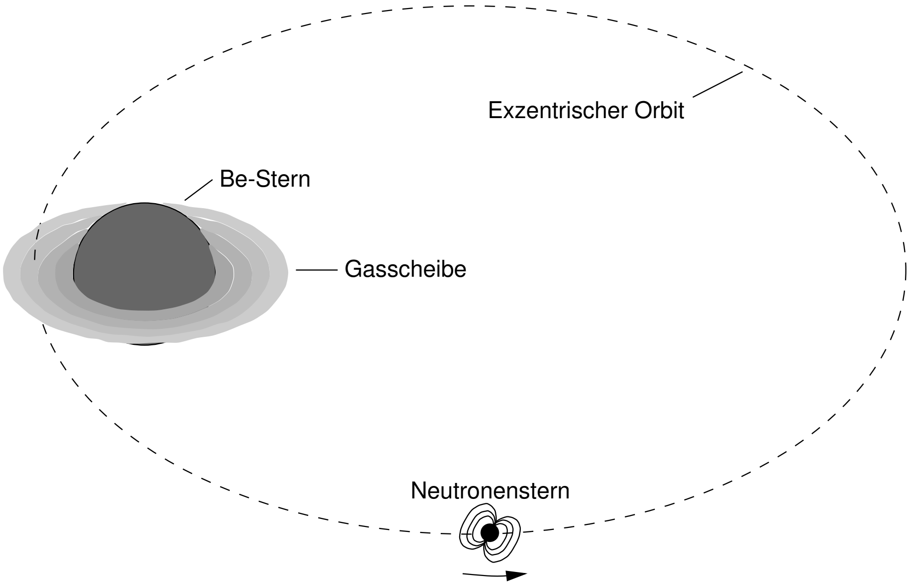

Abbildung 2.6: Ein Be-Stern und ein ihn auf einem exzentrischen Orbit umrundender Neutronenstern (Kretschmar 1996).

II Linie ($\lambda = 4684$ Å) angeregt. Diese wurde bei vielen HMXBs beobachtet: zum Beispiel Cygnus X-1 (Hutchings et al. 1973), SMC X-1 (Osmer & Hiltner 1973), sowie Vela X-1, usw.

Bei OB-Riesensternen mit einem starken Wind werden im UV-Spektrum die sog. *P-Cygni*-Linien (C IV bei $\lambda = 1550$ Å, N V bei $\lambda = 1240$ Å, usw.) angeregt. Die Röntgenstrahlung "entfernt" die Elemente durch Photoionisation aus dem Wind. Kallman (1987) zeigt, daß die Zeitskalen für die Wieder-Auffüllung des Windes mit diesen Elementen klein gegen die Pulsperiode sind. Damit sollten die P-Cygni Linien nicht nur mit der Orbitalperiode, sondern auch mit der Pulsperiode variieren.

Bei einem Begleitstern hoher Masse kann es noch einen dritten Mechanismus geben: B-Sterne haben im Durchschnitt die höchste Rotationsgeschwindigkeit aller Sterne: teilweise weit über 200 km/h (Kaler 1994, Seiten 240–241). Daher ist das Material am Äquator nicht so stark gebunden und es kann evtl. abfließen. Manche B-Sterne haben daher einen Ring aus träger Materie. Wenn das Licht des Sterns durch diesen Wall hindurchdringt, regt es mehrere charakteristische Wasserstoff-Emissionslinien an, die den Absorptionslinien aus der Photosphäre des Sterns überlagert sind. Diese Emissionslinien sind stark dopplerverbreitert (Kaler 1994, Seite 240). Wegen dieser *E*missionslinien versieht man die Klassifikation des Sterns mit einem kleinen *e* (siehe Anhang B): Be-Sterne.

Wenn ein kompaktes Objekt einen derartigen Be-Stern auf einer exzentrischen Bahn umläuft (siehe Abbildung 2.6), dann kommt es zu einem ungewöhnlichem Verhalten der Röntgenquelle: solange das kompakte Objekt einigermaßen weit von dem Be-Stern entfernt ist, kann es kaum oder gar kein Material akkretieren. Somit ist praktisch keine Röntgenemission zu beobachten. Kurz vor dem Periastron tritt das kompakte Objekt in die zirkumstellare Scheibe aus langsamen Gas um den Be-Stern ein und kann Materie akkretieren: es kommt zu einem Röntgenausbruch. Die akkretierte Materiemenge ist aber zu gering, als daß man eine Ausdünnung der zirkumstellaren Scheibe beobachten könnte.

Diese zirkumstellare Scheibe ist relativ instabil und somit muß nicht bei jedem Periastron Durchgang des kompakten Objekts eine Scheibe vorhanden sein und es muß daher nicht bei jedem Umlauf zu einem Ausbruch kommen.

Der Be-Stern kann bei einem Ausbruch Material von sich schleudern. Dann muß sich das kompakte Objekt noch nicht einmal in der Nähe des Sterns zu befinden, um Materie akkretieren zu können:

es kommt nach dem Ausbruch des Sterns auch zu einem “Super-Ausbruch” im Röntgenbereich.

Solche nur vorübergehend sichtbaren Quellen heißen *Transients*; A 0535+26 ist ein derartiges Objekt; es wird von Kretschmar (1996) eingehend beschrieben und untersucht.

Bei einigen dieser Objekte beobachtet man gegen Ende des Ausbruchs nicht – wie man es erwarten würde – ein langsames Absinken der Röntgenhelligkeit, sondern ein abruptes Ende. Stella, White und Rosner schlugen das Modell einer sogenannten *Akkretionsbarriere* vor: rotiert ein Neutronenstern (und mit ihm sein Magnetfeld) sehr schnell, so kann kein Material auf den Neutronenstern abstürzen, denn es müßte schon weit außerhalb mit dem Magnetfeld des Neutronensterns korotieren – schneller als es nach den Kepler Gesetzen rotieren dürfte.

Das Material staut sich daher außerhalb der Magnetosphäre auf. Mit zunehmenden Druck des Materials verringert sich der Magnetosphärenradius immer mehr, bis die Kepler Bahngeschwindigkeit und die Rotationsgeschwindigkeit des Neutronensterns bzw. der Magnetosphäre übereinstimmen. Akkretion ist dann möglich.

Geht der Ausbruch seinem Ende zu, sinkt der Druck auf die Magnetosphäre und sie dehnt sich wieder aus. Bei einer bestimmten Größe unterbindet die Magnetosphäre schlagartig die Akkretion – die Röntgenquelle ist wieder verschwunden (Charles & Seward 1995, Seite 179 und White 1989).

2.2.3 Intermediates — Übergangstypen

Zwischen den beiden Extremen eines Low Mass X-Ray Binaries bei denen der Begleiter etwa eine Sonnenmasse hat und eines High Mass X-Ray Binaries mit über 10 Sonnenmassen liegen die sog. Intermediates, die sich nicht eindeutig einer Gruppe zuordnen lassen.

Sie haben eine Masse die zwischen 2 und 20 Sonnenmassen liegt. Auch sonst ist ihre Klassifikation häufig nicht klar: sie können z.B. Pulse zeigen, obwohl sie von der Masse am ehesten den Low Mass X-Ray Binaries zuzuordnen wären.

Ein Musterbeispiel hierfür ist Hercules X-1, dessen Begleiter eine Masse von etwas mehr als zwei Sonnenmassen hat, somit also eher den Low Mass X-Ray Binaries zu zuordnen wäre. Nun sind Low Mass X-Ray Binaries relativ alte Objekte, d.h. das Magnetfeld ist weitestgehend zerfallen und man keine Pulse mehr beobachten. Her X-1 hingegen zeigt mustergültige Pulse mit einer Periode von etwa 1.24 Sekunden.

Kapitel 3

Strahlungsprozesse

In diesem Kapitel sollen zunächst die verschiedenen – im Rahmen dieser Arbeit wichtigen – Möglichkeiten der Entstehung von Strahlung kurz dargelegt werden. Dann wird noch auf einige Besonderheiten und Effekte eingegangen, die "normalerweise" in der Astronomie (also auf den Planeten oder normalen Sternen) keine Rolle spielen, aber im Falle eines Neutronensterns (wie z.B. Her X-1), wichtig werden. Diese Effekte verändern das Spektrum des Neutronensterns im Röntgenbereich und es ist möglich, durch Bestimmung der spektralen Features, Informationen über den Neutronenstern zu gewinnen, an die man sonst nicht oder nur schwer gelangt.

3.1 Entstehung der Strahlung

3.1.1 Schwarzkörper-Strahlung

Eines der wichtigsten und grundlegensten Strahlungsgesetze ist die *Hohlraumstrahlung* oder auch *Strahlung des Schwarzen Körpers*. Der Begriff Schwarzer Körper drückt schon aus, worum es geht: ein Körper sei völlig schwarz. Ein solcher Körper mit einer bestimmten Temperatur T emittiert ein ganz bestimmtes Spektrum (siehe Abb. 3.1). Experimentell wird ein Schwarzer Körper durch einen möglichst gut isolierten Kasten mit einem winzigen Loch realisiert. Die Strahlung, die durch dieses Loch nach Außen dringt, ist fast ein Schwarzkörper-Spektrum.

Schon im 19. Jahrhundert wurde mehrere Vorschläge unterbreitet, wie ein solches Schwarzkörper-Spektrum formal zu beschreiben sei.

Im niederfrequenten Teil läßt sich das Spektrum durch die Formel von *Rayleigh* und *Jeans* beschreiben:

$$B_\nu = \frac{2\nu^2}{c^2} \cdot kT$$

Diese Formel paßt recht gut, solange die Frequenz nicht zu hoch wird; für immer höhere Frequenzen steigt die Intensität nach dieser Formel immer stärker an, was nicht der Realität entspricht. Dieses Verhalten wird als *UV-Katastrophe* bezeichnet.

Für den hochfrequenten Teil gibt es eine andere Lösung von *Wien*:

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \exp -\frac{h\nu}{kT}$$

Das Problem, wie diese beiden Gesetze zu einem vereinigt werden können, wurde Ende des 19. Jahrhunderts von Planck gelöst. Er führte ein völlig neues Konzept ein: die *Quantisierung der Strahlung*. Damit lautet die Formel für die Strahlung eines Schwarzen Körpers:

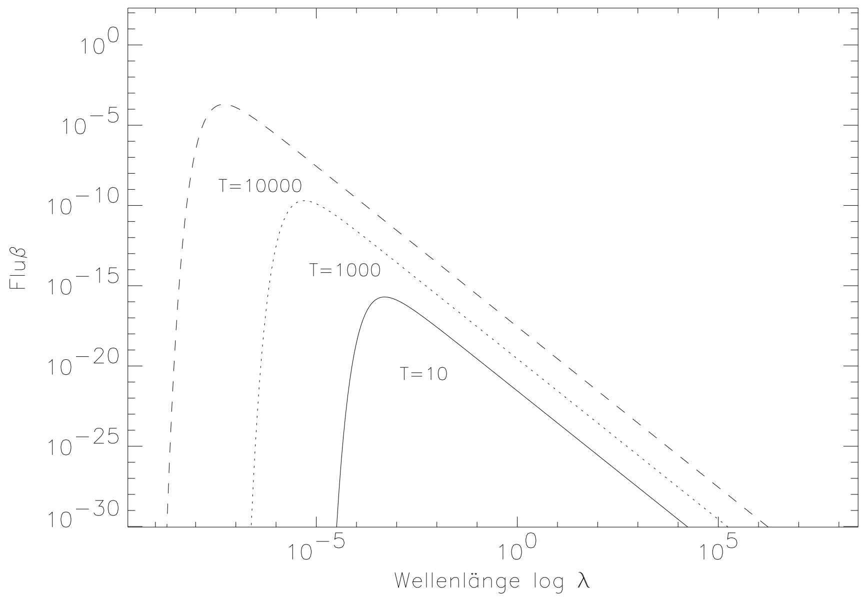

Abbildung 3.1: Das Spektrum des Schwarzen Körpers für drei Temperaturen. Unten ist die Wellenlänge (in m) aufgetragen, nach oben der Fluß in erg/(cm^{2}s · sr · Hz)

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \tag{3.1}$$

Wobei die Konstante h, das Planck'sche Wirkungsquantum, den Wert $h = 6.626 \cdot 10^{34}$ Js hat.

Wenn man für den Fall niedriger Frequenzen eine Näherung durchführt, erhält man wieder das Rayleigh-Jeans Gesetz, bei einer Näherung für hohe Frequenzen das Wien'sche Gesetz.

In der Astronomie tritt eine solche Schwarzkörper-Strahlung z.B. bei einer Akkretionsscheibe auf. Diese wird durch Reibung auf eine bestimmte Temperatur gebracht und strahlt dann ein entsprechendes Spektrum aus. Auch einen einzelnen Stern kann man in erster Näherung mit einem Schwarzkörper annähern (das Spektrum unserer Sonne entspricht etwa dem Spektrum eines Schwarzen Körpers mit einer Temperatur von etwa 5900 Kelvin).

3.1.2 Absorptions- und Emissions-Linien von Atomen

Bereits in dem Atommodell von Bohr war klar, wie die meisten der beobachteten Emissions- und Absorptionslinien entstehen. In seinem Atommodell befinden sich die Elektronen in Schalen, wobei die Elektronen in der innersten Schale die niedrigste Energie und Elektronen in der äußersten Schale die höchste haben. Wenn in einer Schale nicht alle Plätze besetzt sind, können Übergänge zwischen dieser Schale und einer anderen stattfinden. Springt ein Elektron aus einer inneren Schale in eine weiter außen gelegene, dann muß Energie zugeführt werden. Dieser Prozeß kann also nicht von alleine geschehen, sondern das Elektron muß zuvor ein Photon mit genau der richtigen Energie absorbieren, um in die entsprechende Schale springen zu können. Der umgekehrte Prozeß – bei dem ein Elektron von einer äußeren Schale in eine weiter innen gelegene Schale springt – kann ohne Energiezufuhr erfolgen: das Elektron gibt die überschüssige Energie in Form eines Photons ab. Ein derartiger Prozeß, bei dem das Elektron das Atom *nicht* verläßt, wird auch als *gebunden-gebunden* Übergang bezeichnet.

Da die Übergänge immer die gleiche Energie haben, sieht man bei den Übergängen, die besonders häufig erfolgen, eine Emissions- bzw. Absorptionslinie.

Durch diese Prozesse – die in Wahrheit natürlich viel komplizierter sind – entstehen die Linien im infraroten, optischen, UV und sogar im Röntgenbereich. Auch die vielen Fraunhoferlinien im Spektrum der Sonne entstehen so. In Sternen treten – außer, daß Linien praktisch aller Elemente vorhanden sind – noch zum Teil extreme Ionisationszustände auf. Wenn ein Atom mehrere Elektronen verloren hat, werden die übrigen Elektronen viel stärker an den Kern gebunden und somit ändern sich die Abstände der Schalen. Es wurde z.B. eine Linie im Sonnenspektrum schließlich als zu Fe^{26+} gehörig identifiziert.

Außer durch die Absorption von Photonen können Atome auch durch Stöße mit anderen Elektronen (oder Atomen) angeregt werden. Das angeregte Atom kann sich nun durch Emission eines oder mehrere Photonen wieder abregen.

Da dieser Prozeß im wesentlichen nur für die Entstehung von Linien im optischen und ultravioletten Spektralbereich verantwortlich ist, soll hier nicht weiter ihn eingegangen werden.

3.1.3 Fluoreszenz

Wenn ein Photon sehr hoher Energie ein Elektron eines Atoms anregt, dann hat das Elektron unter Umständen soviel Energie erhalten, daß es überhaupt nicht mehr an das Atom gebunden ist, sondern frei ist. Das Atom bleibt ionisiert zurück. Die überschüssige Energie kommt der kinetischen Energie des Elektrons zugute. Dieser Vorgang heißt *gebunden-frei* Übergang.

Ist die Ionisation in einer inneren Schale erfolgt, so kann dreierlei passieren:

1. Ein Elektron aus einer äußeren Schale kann nach innen in die nicht gefüllte Schale springen. Die überschüssige Energie wird in einem Photon abgestrahlt: die sog. charakteristische Strahlung. Dieser Vorgang heißt *Fluoreszenz* (siehe Abb. 3.2a).

2. Ein Elektron aus einer äußeren Schale kann nach Innen in die nicht gefüllt Schale springen. Das Photon mit der frei gewordenen Energie hebt ein Elektron einer weiter außen liegenden Schale so weit an, daß es das Atom verlassen kann: der sog. *Auger-Effekt*. Das Atom ist dann zweifach ionisiert (siehe Abb. 3.2b).

3. Das ionisierte Atom kann ein freies Elektron entsprechender Energie einfangen, ein sog. *frei-gebunden* Übergang.

Insbesondere der Vorgang 1 ist in der Röntgenastronomie sehr wichtig: ein Teil der Röntgenstrahlung, die bei der Akkretion auf ein kompaktes Objekt entsteht, wird von dem sich im Wind bzw. im umgebenden Gashalo befindlichen Elementen reprozessiert. Besonders prominent ist die Fluoreszenzlinie von neutralem Eisen, die bei 6.4 keV liegt. Von Wilms (1996) wurde eine sehr umfangreiche Liste von Fluoreszenzlinienenergien zusammengestellt. In den Spektren von vielen Röntgenobjekten ist diese Eisen Fluoreszenzlinie präsent, wie zum Beispiel bei Centaurus X-3 (Ebisawa et al. 1996b), GX 301-2 (Saraswat et al. 1996), 4U1700-37 (Haberl & Day 1992).

3.1.4 Bremsstrahlung

Auch bei der Bremsstrahlung wechselwirken Elektronen und Atome miteinander.

Wenn ein freies Elektron relativ nahe an einem Atom*kern* vorbeifliegt, wechselwirkt es mit dessen Coulombfeld. Dadurch wird es von seinem ursprünglichen geraden Weg auf einen hyperbelförmigen gezwungen. Jede Richtungsänderung ist eine *Beschleunigung* und beschleunigte Ladungen strahlen. Dadurch kommt es zur Emission von (Röntgen)-Photonen. Das Elektron kann auch durch einen Frontalaufprall vollständig gestoppt oder reflektiert werden, in diesem Fall wirkt eine maximale Beschleunigung und entsprechend energiereiche Photonen werden frei. Schon J. J. Thomson

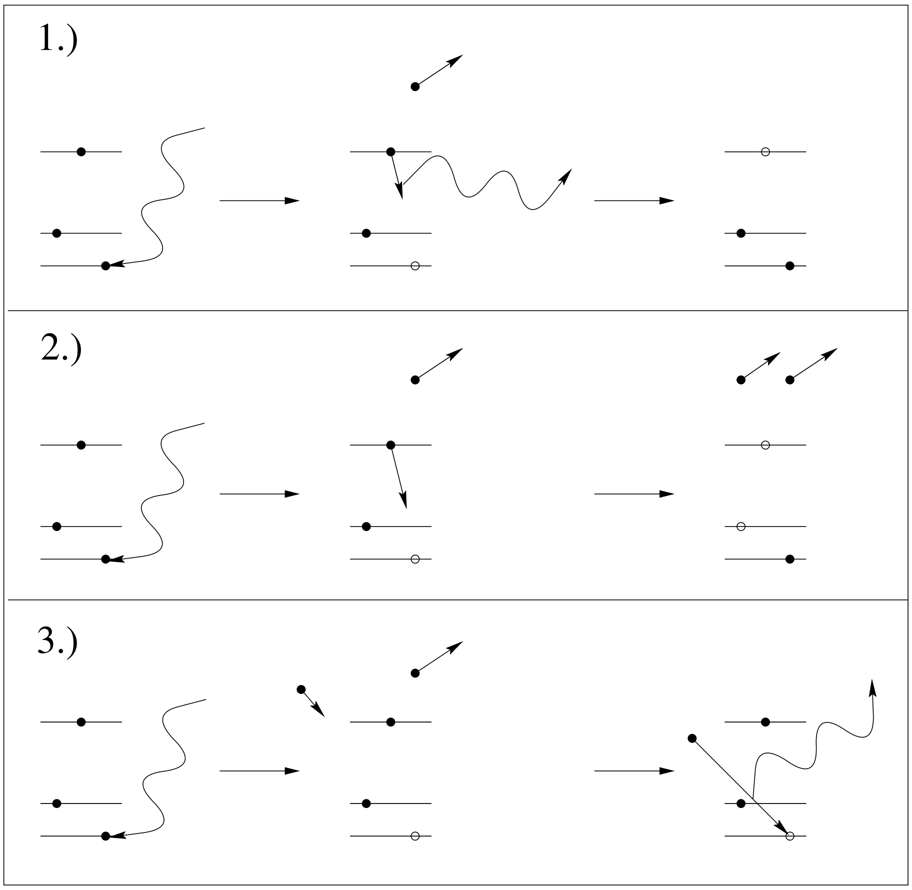

Abbildung 3.2: (a) die normale Fluoreszenz: ein Photon ionisiert eine innere Schale eines Atoms. Ein Elektron einer äußeren Schale springt nach innen und emittiert ein Photon. (b) der Auger-Effekt: eine innere Schale wird ionisiert, ein äußeres Elektron füllt diese wieder auf; die freigewordenen Energie wird zur Ionisation einer weiteren äußeren Schale verwendet. (c) eine Schale wird ionisiert. Das ionisierte Atom fängt ein freies Elektron ein. Die überschüssige Energie wird als Photon abgegeben.

erhielt – ohne den heutigen theoretischen Unterbau – die gleiche Larmor Formel, die man bei Anwendung der gesamten Theorie erhält.

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{rad}} = \frac{q^2|\ddot{\vec{r}}|^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3} \tag{3.2}$$

Wobei q die Ladung und $-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t}\right)$ die abgegebene Energie (Strahlung) ist. Man sieht, daß *jede* Art von Beschleunigung geladener Teilchen zu Strahlung führt. Die Bremsstrahlung und die dazugehörige Theorie wird von Longair (1992) detailliert besprochen.

Diesen Effekt macht sich die Röntgenmedizin zur Erzeugung von Röntgenstrahlen dosierbarer Maximalenergie zunutze, indem Elektronen auf eine Kupferanode geschossen werden, in der die Elektronen stark abgebremst bzw. abgelenkt werden und dadurch Röntgenphotonen abstrahlen.

3.1.5 Inverser Compton-Effekt

Bei dem *normalen* Compton-Effekt trifft ein Photon auf ein relativ langsames (oder ruhendes) Elektron. Nach der Wechselwirkung ist das Elektron schneller und bewegt sich in eine andere Richtung, das Photon hat Energie verloren, ist also langwelliger geworden und hat seine Richtung

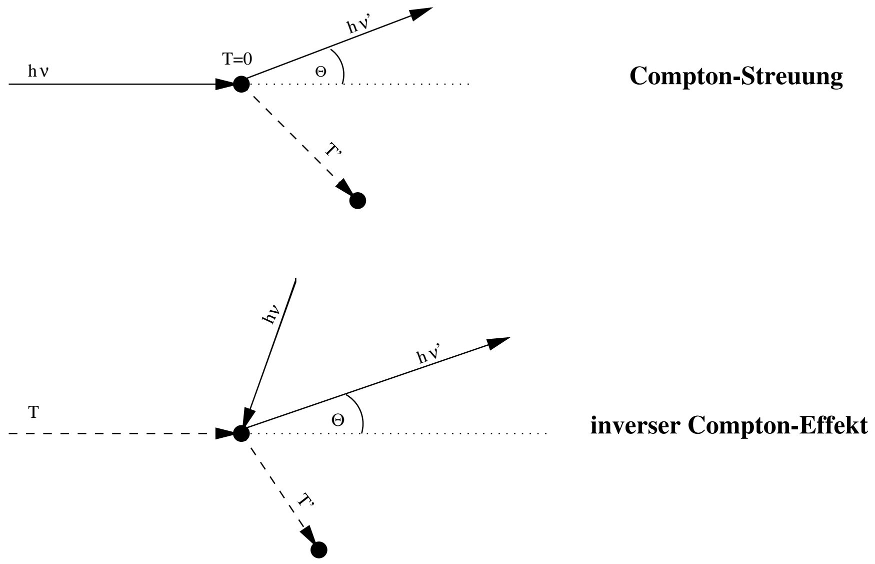

Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Compton-Streuung und deren Umkehr, dem Inversen Compton-Prozeß.

ebenfalls geändert (vgl. Abbildung 3.3) (E ist Energie des Photons vor dem Stoß, E' nach dem Stoß):

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \tag{3.3}$$

Unter der Annahme, daß $E/m_e c^2 \ll 1$, gilt:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx -\frac{E}{m_e c^2} \tag{3.4}$$

Bei dem *inversen* Compton-Effekt passiert genau das Gegenteil: Ein schnelles Elektron trifft auf ein verhältnismäßig langwelliges Photon. Nach der Wechselwirkung hat das Photon mehr Energie und das Elektron weniger. Dieser Prozeß kann sich mehrfach wiederholen, ehe das Photon dem heißen Elektronplasma entkommen kann. Dabei hat es sehr viel Energie gewonnen.

Dazu ist allerdings ein sehr heißes Elektronengas nötig, wie man es zum Beispiel in der Korona einer Akkretionsscheibe antrifft.

In einem heißen Elektronengas bewegen sich die Elektronen sehr schnell — damit ist die Bedingung für Gleichung 3.4 nicht mehr erfüllt. Unter der Annahme, daß die Energie der Elektronen maxwell-verteilt und ihre Temperatur T_e ist, gilt für die Änderung der Energie der Photonen:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{4kT_e - E}{m_e c^2} \tag{3.5}$$

Ist die Energie E kleiner als $4kT_e$, dann ist ΔE positiv, d.h. das Photon hat Energie *gewonnen* und das Elektron verloren. Damit ist das Elektronengas *kühler* geworden.

Wird das Spektrum einer Röntgenquelle weitestgehend durch diese inverse Compton-Streuung bestimmt, spricht man von *Comptonisierung*. Dies ist z.B. in den Koronen von Akkretionsscheiben bei galaktischen Schwarzlochkandidaten (z.B. Cygnus X-1) der Fall ist (detaillierte Rechnungen und das Modell werden von Wilms et al. 1996 diskutiert).

3.1.6 Zyklotron- und Synchrotron-Strahlung

In einem Magnetfeld bewegen sich geladene Teilchen auf Kreisbahnen senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes bzw., wenn die Elektronen auch eine Geschwindigkeits-Komponente in Richtung des Magnetfeldes haben, auf Schraubenbahnen. Dabei werden die Elektronen laufend beschleunigt. Aus der Elektrodynamik folgt, daß beschleunigte Ladungen strahlen.

Solange die kinetische Energie der Elektronen wesentlich kleiner als die Ruhemasse der Elektronen von 511 keV ist, sind relativistische Korrekturen unbedeutend. Die in dieser nicht-relativistischen Näherung erhaltene Frequenz der Strahlung heißt *Zyklotronfrequenz*:

$$\nu_{\mathrm{B}} = \frac{eB}{2\pi m_{\mathrm{e}}} \tag{3.6}$$

In vielen Fällen liegt jedoch ein heißes Elektronengas vor und die Elektronen haben fast Lichtgeschwindigkeit. Damit ist es nötig den ganzen Formalismus der Relativitätstheorie zu benutzen, um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten.

Relativistische Elektronen strahlen nicht bei einer bestimmten Frequenz, sondern senden ein Kontinuum mit einem Strahlungsmaximum bei der Frequenz ν_{max} aus. Diese Strahlung heißt *Synchrotron-Strahlung*:

$$\nu_{\mathrm{max}} = \frac{1}{2}\nu_B \left(\frac{E}{m_{\mathrm{e}}c^2}\right)^2 = 5.36\cdot 10^{-6} BE^2 \tag{3.7}$$

In der Astronomie findet man viele Beispiele für die Emission von Synchrotron-Strahlung; überall dort wo Energien in Größenordnung der Elektronenruhemasse auftreten. Näherungsweise ein Synchrotron-Spektrum zeigt der Crab Pulsar (weshalb der Crab u.a. sehr gern zur Eichung von Röntgendetektoren verwendet wird, siehe Abb. 5.12).

3.2 Besondere Effekte: Zyklotron-Absorptionslinien

Treten extrem starke Magnetfelder auf, so kommt es noch zu einem ganz anderem Effekt, dem *Landau-Effekt*. Gilt auf der Erde ein supraleitender Magnet mit einer Feldstärke von maximal 10 Tesla bereits als sehr stark (die stärksten Felder auf der Erde wurden bisher durch spezielle Implosionen erreicht, dabei wurden Magnetfelder von etwa 40 Tesla erzielt), so ist das wenig selbst im Vergleich zu atomaren Magnetfeldern, die mehr als 100 Tesla erreichen können. Bei einem Neutronenstern treten hingegen Feldstärken von mehreren 10 Millionen Tesla (= 10^{12} Gauß) auf.

Bei derart hohen Feldstärken werden die Elektronenenergien senkrecht zur Feldrichtung quantisiert, d.h. die Elektronen können ihre Energie nicht mehr kontinuierlich sondern nur noch sprunghaft ändern. Die Elektronen befinden sich auf sogenannten Landau-Niveaus und können ihre Energie nur durch Wechsel des Niveaus ändern. Für die Energie dieser Niveaus gilt (Harding 1991):

$$E_n = m_{\mathrm{e}}c^2 \sqrt{1 + \left(\frac{p_{||}}{m_{\mathrm{e}}c^2}\right)^2 + 2n\frac{B}{B_{\mathrm{crit}}}} \tag{3.8}$$

wobei $p_{||}$ der Impuls der Elektronen parallel zur Feldrichtung und B_{crit} die kritische Magnetfeldstärke ist. Die kritische Magnetfeldstärke ist die Stärke des Feldes, bei der dieser Mechanismus zusammenbricht:

$$B_{\mathrm{crit}} = \frac{m_{\mathrm{e}}^2 c^2}{e\hbar} \approx 4.4\cdot 10^{13}\,\mathrm{Gauß} \tag{3.9}$$

Ist die Feldstärke jedoch geringer, ist der Abstand zwischen zwei Landau-Niveaus gerade durch die Zyklotronenergie gegeben:

$$E_{\mathrm{cyc}} = h\nu_{\mathrm{B}} = \frac{e\hbar}{m_{\mathrm{e}}}B$$

Mit $B_{12} = B/10^{12}$ Gauß folgt daraus die "berühmte" *12–B–12* Regel (Harding 1991):

$$\omega_{\mathrm{B}} = \frac{eB}{mc} \approx 12\,\mathrm{keV} \cdot B_{12} = E_{\mathrm{cyc}} \qquad (3.10)$$

Ein Elektron kann nur auf ein höheres Landau-Niveau gelangen, wenn es durch einen Stoß entsprechend angeregt wird, oder ein Photon mit genau dieser Zyklotronenergie (im folgenden Zyklotronphoton genannt) absorbiert. Derartige Photonen können durch den inversen Compton-Effekt entstehen (Daugherty & Harding 1986).

Das so angeregte Elektron regt sich sofort unter Aussendung eines Zyklotronphotons (bzw. mehreren Zyklotronphotonen, wenn die Anregung auf ein höheres Niveau erfolgte) ab. Gnedin & Sunyaev (1974) sagten deshalb eine Linie bei der Zyklotron-Energie im Spektrum eines akkretierenden Röntgenpulsars voraus.

Ging man zunächst noch von einer *Emissionslinie* aus (Yahel 1979), so stellte sich im folgenden heraus, daß die Zyklotronphotonen – bevor sie Energie verlieren können – sofort wieder ein Elektron anregen (Harding 1991) und der Zyklus beginnt von neuem. Da zudem ihre freie Weglänge sehr klein ist, können die Zyklotronphotonen das Emissionsgebiet – nach den von Herold (1979) berechneten Wirkungs-Querschnitten für die Streuung von Zyklotronphotonen an Elektronen in einem starken Magnetfeld – praktisch nicht verlassen. Im Spektrum des bildet sich daher eine *Absorptionslinie* aus (Nagel 1981). Erst wenn sich die Energie der Zyklotronphotonen langsam auf Grund des Elektronenrückstoßes ändert, können sie aus dem Emissionsgebiet entkommen. Die in der Absorptionslinie fehlenden Photonen finden sich im jenseits der roten bzw. blauen Flügel der Absorptionslinie wieder. Es bilden sich somit Absorptionslinien mit etwas überhöhten Rändern aus (Mészáros & Nagel 1985). Daher heißen diese Linien *Zyklotron-Absorptionslinien*. Die Breite dieser Linien ist ungefähr ein Viertel der Zyklotronenergie (Harding 1991), also bei $E_{\mathrm{cyc}} \sim 24\,\mathrm{keV}$ folgt eine Breite von $\sim 6\,\mathrm{keV}$, wie sie auch in dieser Arbeit gefunden bzw. benutzt wurde (siehe Tabelle 5.10).

Da es Übergänge über mehrere Niveaus hinweg gibt, sind unter Umständen nicht nur eine Zyklotronlinie, sondern mehrere zu beobachten: die Fundamentallinie bei einem Übergang zwischen zwei benachbarten Niveaus sowie die nächsten Harmonischen bei einem Übergang zwischen nicht benachbarten Niveaus (ein wichtiger Aspekt dieser Arbeit ist die Suche nach der ersten harmonischen Zyklotronlinie im Spektrum des Röntgen-Pulsars Vela X-1). Wie bei der Fundamentallinie beträgt die Breite der Linie etwa ein Viertel der Linien-Energie. Demzufolge sollte die erste harmonische Linie etwa doppelt so breit sein wie die Fundamental-Linie.

Ist die Lage der Zyklotronlinie im Spektrum bestimmt, ist es möglich sehr einfach nach Formel 3.10 auf das zugrundeliegende Magnetfeld zu schließen, und das unabhängig von anderen Modellannahmen. Berücksichtigt werden muß aber auf alle Fälle, daß sich die Emissionsregion relativ nahe an dem Neutronenstern befindet, also dem Gravitationsfeld des Neutronensterns ausgesetzt ist. Die Schwerkraft verursacht eine Rotverschiebung der Linie, so daß die tatsächliche Magnetfeldstärke um etwa 30 % höher[1] ist, als die aus Gleichung 3.10 bestimmte:

$$E_{\mathrm{cyc}}^{\mathrm{obs}} = \frac{E_{\mathrm{cyc}}}{1+z} = E_{\mathrm{cyc}}\sqrt{\left(1 - \frac{2GM_{\mathrm{x}}}{Rc^2}\right)} \qquad (3.11)$$

[1]Wenn man von einem typischen Neutronenstern mit einer Masse von etwa $1.4\,\mathrm{M}_{\odot}$ und einem Radius von 10 km ausgeht

Abbildung 3.4: Die von Trümper et al. (1978) entdeckte Zyklotron-Absorptionslinie im Spektrum von Hercules X-1.

Berücksichtigt man noch weitere relativistische Korrekturen, dann hängt die Lage der Linie von dem Winkel θ zwischen der Magnetfeldachse und der Einfallsrichtung der Photonen ab (Harding 1993 und Harding 1991):

$$\hbar\omega_{\mathrm{n}} = \frac{mc^2}{\sin^2\theta}\left(\sqrt{1+2n\frac{B}{B_{\mathrm{crit}}}\sin^2\theta}-1\right) \tag{3.12}$$

Demnach nimmt die Linienenergie für zunehmendes θ ab. Alexander & Mészáros (1989) zeigten, daß sich mit dem Winkel auch die Linienform ändert. So ist zum Beispiel für $\theta = 45^\circ$ die zweite Harmonische sehr flach und breit, während sie für $\theta = 75^\circ$ weniger als halb so breit wie die Fundamental-Linie ist und gut halb so tief ist.
Die Form der Linien in den Flügeln ist nach Harding & Daugherty (1991) ein Lorentz-Profil, die Gesamtform der Absorptionslinie eine Mischung aus Doppler-Verbreiterung (Gauß-Profil) und Lorentz-Profil. Für einen großen Winkel θ gewinnt die Lorentzform immer mehr an Bedeutung, weil der Dopplereffekt nur noch in zweiter Ordnung wichtig ist. Bei höheren Energien hingegen wird der Doppler-Effekt wichtiger. Insgesamt ist die Form des Linienprofils von der Feldstärke und dem Winkel θ sehr empfindlich abhängig (Harding & Daugherty 1991).

Zum ersten Mal wurde eine derartige Zyklotronlinie von Trümper et al. (1978) bei Her X-1 entdeckt. Sie zogen eine Emissionslinie bei 58 keV einer Absorptionslinie bei 42 keV vor (siehe Fig. 3.4). Bei späteren Beobachtungen mit *HEXE* wurde die Absorptionslinie bei 38 keV bestätigt.

Nur ein Jahr nach der Entdeckung der Zyklotron-"Emissionslinie" durch Trümper et al. (1978) gelang die Entdeckung eines ähnlichen Features bei 4U0115+63 durch Wheaton et al. (1979); bei diesem Objekt deutete aber vieles auf eine *Absorptions*-Linie hin.

Heute sind mehrere Röntgenpulsare bekannt, die zumindest eine derartige Absorptionslinie zeigen, darunter außer den klassischen Quellen wie Hercules X-1 und Vela X-1 auch Quellen wie

V 0331+53 usw. Von Mihara (1995a) werden neben anderen zahlreiche “Zyklotronquellen” diskutiert.

Es gibt auch Zyklotron-Absorptionslinien in transienten Quellen, wie A 0535+26, dessen letzter großer Ausbruch mit *HEXE* beobachtet wurde. Das Spektrum während eines Ausbruchs unterscheidet sich nicht so sehr von dem Spektrum eines normalen Röntgenpulsars, so daß sich Zyklotronlinien nachweisen lassen (Maisack et al. 1997).

Dem praktischen Nachweis der höheren harmonischen Linien steht aber ein Problem entgegen: der Röntgenfluß eines normalen Röntgen-Doppelsterns wie Her X-1 oder Vela X-1 nimmt zu höheren Energien exponentiell ab und die Empfindlichkeit der Instrumente ist in höheren Energiebereichen weniger gut als bei niedrigen Energien. Daher ist es auch mit den neusten Satelliten wie *RXTE* schwierig, selbst bei hellen Quellen höhere Harmonische nachzuweisen. Z.B. bei Vela X-1 wurde von Mihara (1995a) in *Ginga*-Daten eine Zyklotron-Absorptionslinie bei $\sim$25 keV entdeckt, nachdem die erste harmonische Linie von Mony (1991) bei $\sim$50 keV gefunden worden war. Eine zweite Harmonische wurde von Laurent et al. (1995) bei Vela X-1 mit dem *SIGMA*-Teleskop vermutet, aber nicht bestätigt.

Es verdichten sich die Hinweise, daß der Kopplungs-Faktor zwischen fundamentaler und erster harmonischer Zyklotron-Absorptionslinie entgegen den bisherigen Annahmen *nicht* zwei, sondern etwas größer ist. So wird in dieser Arbeit ein Faktor von $\sim$2.3 gefunden (siehe Tab. 5.10); bei A 0535+26 ein Faktor von 2.1 (Staubert, priv. com.). Die Ursache für dieses Verhalten ist noch unbekannt; einfache Modelle wie Emissionsregionen in unterschiedlicher Höhe über dem Neutronenstern vermögen diese Beobachtung nicht zu erklären.

Einige weitere, exotische Prozesse, die nur in extremen Magnetfeldern und / oder bei hohen Energien auftreten, sind kurz von Kretschmar (1996), S. 22 beschrieben.

3.3 Entstehung schneller Teilchen

Um durch Bremsstrahlung sehr hohe Photonenenergien zu erreichen, muß das abgebremste Teilchen – ein Elektron, Proton oder gar noch schwerer – zuvor eine sehr hohe Geschwindigkeit haben. Das gleiche gilt für den inversen Compton-Effekt: nur wenn das Elektron an dem das Photon gestreut wird, sehr schnell ist, kann das Photon Energie gewinnen. Die Emissionsregion auf der Oberfläche des Neutronensterns kann nur im Röntgenbereich strahlen, wenn sie heiß genug ist, d.h. Teilchen müssen mit hoher Geschwindigkeit dort einschlagen, damit sie genügend Energie deponieren können.

3.3.1 Akkretion

Die Idee an sich, daß die Akkretion von Gas auf ein kompaktes Objekt ein wichtiger Prozeß zur Erzeugung von Energie ist, wurde zum ersten Mal von Zel’dovich (1964) und Salpeter (1964) vorgebracht.

Ein Teilchen, das von einem Körper akkretiert wird, hat eine gewisse potentielle Energie, die von der Gravitation des anziehenden Körpers (im vorliegenden Fall also des Neutronensterns bzw. des Schwarzlochkandidaten) abhängt:

$$F(r) = \frac{GmM_{\mathrm{x}}}{r^2} \qquad \Longrightarrow \qquad E_{\mathrm{acc}} = \int_{R_{\mathrm{x}}}^{\infty} F(r)dr = G\frac{mM_{\mathrm{x}}}{R_{\mathrm{x}}} \tag{3.13}$$

Damit hat ein Elektron, das auf der Oberfläche des Neutronensterns gestoppt wird, eine Energie von ca. 100 keV[2]. Diese Energie kann als Bremsstrahlung direkt abgestrahlt werden oder heizt

[2]Unter der Annahme eines Neutronensterns mit einer Masse $M_x = 1.4\,\mathrm{M}_\odot$ und 10 km Radius.

η	Art der Energieproduktion
0.1	Akkretion auf Neutronensterne
0.06 - 0.42	Akkretion auf Schwarze Löcher
0.001	Akkretion auf Weiße Zwerge
0.01 - 0.001	Nukleare Reaktionen

Tabelle 3.1: Vergleich der η Werte für verschiedene Arten der Energieerzeugung. Je größer η ist, desto effizienter ist der Prozeß (Charles & Seward 1995, Seite 162).

das umliegende Material auf. Dieses heiße Material am Boden der Akkretionssäule strahlt daher entsprechend seiner Temperatur im Röntgenbereich (siehe Abschnitt 3.3.2).

Für die Leuchtkraft erhält man aus obigen Formeln:

$$L = \frac{GM\dot{M}}{R} = \eta \dot{M} c^2 \quad \text{mit} \quad \eta = \frac{GM}{Rc^2}$$

Im zweiten Teil der Formel ist die Leuchtkraft als Anteil an der Gesamtenergie der Materie ausgedrückt. Damit ist es möglich, die Effizienz verschiedener Energieproduktionsarten zu vergleichen. Aus Tabelle 3.3.1 ergibt sich, daß Schwarze Löcher am effektivsten bei der Strahlungsproduktion sind.

Bei einem Röntgenpulsar muß bei der Akkretion das starke Magnetfeld berücksichtigt werden. Dieses verhindert, daß Material auf den ganzen Neutronenstern akkretiert wird, sondern das Material wird an die Feldlinien gebunden und wandert entlang dieser Linien bis es auf einen der beiden magnetischen Pole akkretiert wird. Damit ist die Emissionsregion wesentlich kleiner als der Neutronenstern selber. Die Folge ist, daß die dort herrschenden Temperaturen nochmals höher sind, da das einfallende Material seine Energie nur auf einen sehr kleinen Raum verteilen kann. Die von dieser Region emittierte Strahlung ist dementsprechend energiereicher (härter).

Beliebig weit kann man die Strahlungsproduktion allerdings nicht erhöhen, denn einerseits kann Masse und Dichte des Neutronensterns nicht beliebig steigen – der würde dann zu einem Schwarzen Loch kollabieren – andererseits würde der Strahlungsdruck der entstehenden Photonen die einfallenden Elektronen und Protonen alsbald empfindlich abbremsen. Die maximale Leuchtkraft, die eine Quelle so erreichen kann, ist die sogenannte Eddington-Leuchtkraft, bei der Gravitation und Strahlungsdruck im Gleichgewicht sind (σ_T ist der Thomson-Wirkungsquerschnitt) (Lipunov 1992b):

$$L_{\mathrm{Edd}} = \frac{4\pi G M_{\mathrm{x}} (m_{\mathrm{p}} + m_{\mathrm{e}}) c}{\sigma_{\mathrm{T}}} \approx 3.23 \cdot \left(\frac{\mathrm{M_x}}{\mathrm{M_\odot}} \right) \cdot 10^4 \, \mathrm{L_\odot} \tag{3.14}$$

Es sind aber auch Röntgenquellen entdeckt worden, deren Leuchtkraft höher als dieses *Eddington-Limit* ist, die sog. Super-Eddington-Quellen. Dort muß man von anderen Strahlungsprozessen ausgehen.

Um einen Röntgen-Doppelstern am Eddington-Limit strahlen zu lassen, genügt es bereits, wenn ein Neutronenstern nach Gleichung 3.13 etwa $10^{-9}\,\mathrm{M_\odot}$ pro Jahr akkretiert.

In einer etwa vorhandenen Scheibe finden etwas andere Prozesse statt: durch die hohe Dichte kommt es zu einer starken Reibung und damit zur Aufheizung des Materials. Die Scheibe strahlt so als Schwarzer Körper, d.h. es entstehen viele relativ weiche Röntgenphotonen. Diese können mit schnellen Elektronen im Plasma in der Korona der Scheibe durch den inversen Compton-Effekt wechselwirken und nach eventuell sogar mehreren Stößen (wie es bei den vermuteten gigantischen Akkretionsscheiben im Zentrum einer Aktiven Galaxie möglich ist) sehr hohe Energien erreichen.

Die höchstenergetischsten Teilchen, die in Luftschauerexperimenten gemessen wurden, haben Energien im UHE-Bereich ($E \sim 10^{20}$ eV). Diese Teilchen (Elektronen, Protonen, α-Teilchen, usw.)

sind geladen, d.h. sie wechselwirken mit dem Magnetfeld der Milchstraße und führen Kreisbewegungen aus. Der Radius ihrer Bahn ist aber größer als die Dicke der Milchstraße, d.h. diese Teilchen stammen *nicht* aus der Milchstraße, sondern wurden in einer anderen Galaxie auf diese Weise so lange beschleunigt, bis sie deren Magnetfeld entkommen konnten.

Auch Röntgen-Doppelsterne könnten eine Quelle für Photonen im VHE- und UHE-Bereich sein. Die Entstehung derartiger Photonen ist bis heute noch nicht ganz verstanden, denn in thermischen Quellen können Elektronen nicht genügend beschleunigt werden (Eichler & Vestrand 1984). Katz & Smith (1988) schlagen vor, daß Protonen auf bis zu Energien von 10^{16} eV beschleunigt werden, die durch Bremsstrahlung die beobachteten Photonen mit einer Energie bis zu 10^{15} eV produzieren könnten.

3.3.2 Emissionsgeometrie am Neutronenstern

Die Vorgänge bei der in Abschnitt 3.3.1 diskutierten Akkretion auf einen Neutronenstern sind bis heute nicht genau bekannt, da eine Vielzahl von Prozessen gleichzeitig auf die Materie wirken. Zudem herrschen in der Nähe des Neutronensterns große Gravitationsfelder, so daß alle Effekte mit relativistischen Korrekturen versehen werden müssen. Da – wie in Abschnitt 3.2 ausführlich dargelegt – bei sehr hohen Energien und Magnetfeldstärken noch Effekte zu berücksichtigen sind, die im Labor weder vermessen werden können oder eventuell noch gar nicht entdeckt sind, gestaltet sich die Konstruktion eines selbstkonsistenten Modells für die Akkretion auf einen Neutronenstern und die Geometrie der Akkretionssäulen als äußerst schwierig und ist bis heute Gegenstand der Diskussion.

Zunächst ging man unter vereinfachten Annahmen an das Problem heran, indem sämtliche Magnetfelder vernachlässigt wurden. Zel'dovich & Shakura (1969) sowie Shapiro & Salpeter (1975) gingen von einer sphärisch-symmetrischen gleichmäßigen Akkretion aus.

Abbildung 3.5: Schematische Darstellung für die beiden von Basko & Sunyaev (1976) vorgeschlagenen Modelle für den unteren Teil der Akkretions-Säule. Links die Röhre und rechts der Voll-Zylinder.

In einem derartigen Modell bilden sich aus Plasma-Instabilitäten Schock-Fronten nahe der Oberfläche des Neutronensterns. Wenn das Gas diese Schockfront durchläuft, dann wird ein großer Teil seiner kinetischen Energie in thermische Energie umgewandelt (Shapiro & Salpeter 1975). Das nun sehr heiße Gas strahlt im Röntgenbereich.

Basko & Sunyaev (1976) gingen einen Schritt weiter und nahmen ein Magnetfeld hinzu. Durch das Magnetfeld kann das Material nicht mehr auf den ganzen Neutronenstern akkretiert werden, sondern wird entlang der Magnetfeld-Linien auf die magnetischen Pole geleitet und muß mit dem Neutronenstern mitrotieren (Lamb, Pethick & Pines 1973). Für die dortige Akkretions-Säule gab es zwei Modelle: das Material wird an den Rändern der Säule zu einer Röhre zusammengeführt, wobei die Dicke der Wände dieser Röhre klein gegen ihren Durchmesser ist; oder das Material füllt die ganze Röhre aus (Basko & Sunyaev 1976); siehe Abb. 3.5. Diese Modelle sind nicht an eine bestimmte Massen-Akktretionsrate gebunden; diese beeinflußt lediglich, wie *weit* oberhalb des Neutronensterns sich die Schockfront befindet: fällt nur wenig Material ein ($\dot{M} < 10^{16}$ g/s), dann kann es ungehindert bis auf die Oberfläche des Neutronensterns fallen. Ist die Akkretionsrate hingegen hoch ($\dot{M} > 10^{16}$ g/s), so bildet sich die Schockfront weiter oben aus (Basko & Sunyaev 1976), da die entweichenden Photonen und das einstürzenden Material nicht mehr gut aneinander vorbei kommen. In der Schockfront wird die kinetische Energie des Materials in Wärme umgesetzt. Das Material sinkt unterhalb der Schockfront "langsamer" zu Boden und strahlt intensiv – da es $\approx 10^8$ Kelvin heiß ist – im Röntgenbereich.

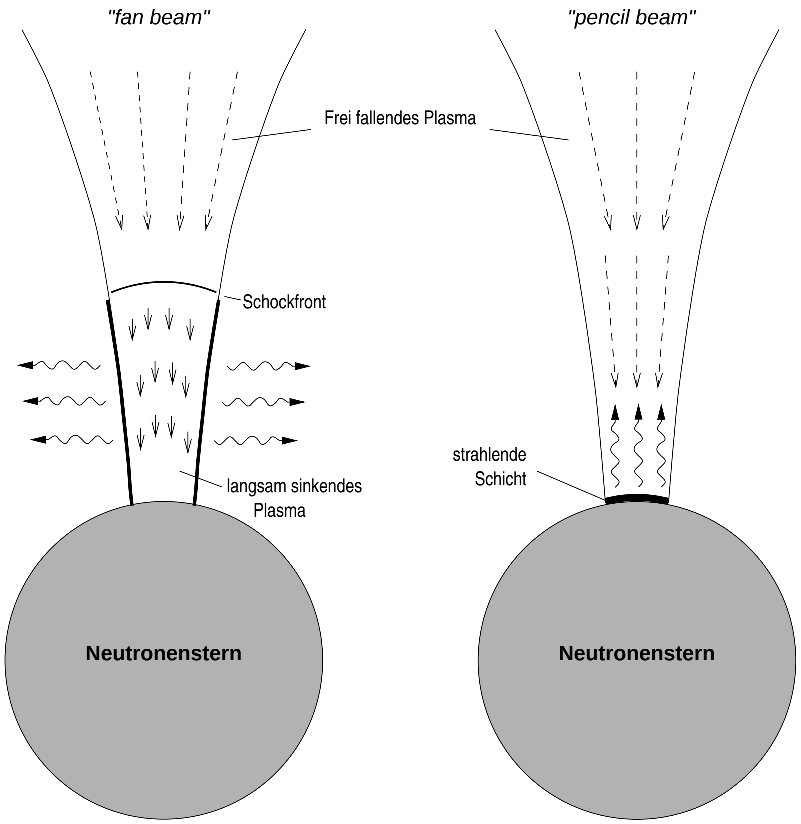

Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der vermuteten Emissionsgeometrien am Neutronenstern. Links der Fall für höhere Akkretionsraten: Das einfallende Material wird in einer Schockfront abgebremst und aufgeheizt. Das heiße Plasma strahlt im Röntgenbereich, während es auf den Neutronenstern sinkt. Am Boden der Akkretionssäule bildet sich ein Hügel (Burnard, Arons & Klein 1991) aus abgekühltem Material. Rechts der von Harding (1993) beschriebene Fall für niedrige Akkretionsraten einer dünnen strahlenden Polkappe (Abb. aus Kretschmar 1996).

Diese Modelle wurden weiter verbessert und durch numerische Simulationen untermauert. Wang & Frank (1981) zeigen, daß die Stärke des Strahlungsfeldes von der Akkretionsrate, der Größe der Polkappe und der Stärke und Struktur des Magnetfeldes abhängt. Sie stellten auch fest, daß für leuchtstarke Quellen ($L > 10^{36}$ erg/s) die Massen-Akkretionsrate hoch und damit die optische Tiefe in Richtung der Akkretionssäule ca. zehnmal höher ist, als senkrecht dazu. Deshalb entkommen die meisten Photonen seitlich aus dem unteren Teil der Akkretionssäule und bilden so einen *fan-beam*, einen breiten Fächer (siehe Abb. 3.6).

Wang & Frank (1981) unterteilten den Abbremsungs-Bereich in zwei Zonen: in Zone I wird das einfallende Material im wesentlich durch die austretende Strahlung abgebremst. Ist diese Abbremsung nicht stark genug, wird das Material in Zone II in der Atmosphäre des Neutronensterns durch Wechselwirkungen des Materials mit der Atmosphäre und der Oberfläche gestoppt. Sie schlagen vor, daß die starke Zyklotron-*Emission* aus einem Ring am Boden der Akkretions-Säule stammen könnte, wo das einfallende Plasma im wesentlichen durch Kollisionen gestoppt wird.

Bei leuchtschwachen Quellen ($L < 10^{35}$ erg/s) geht man heute davon aus, daß es *zwei* Konfigurationen gibt:

Langer & Rappaport (1982) fanden heraus, daß bei einer geringen Akkretionsrate ($\dot{M} < 10^{16}$ g/s) das Material in einer stationären kollisionslosen Schockfront auf unter Schallgeschwindigkeit abgebremst wird. Die Röntgenstrahlung entsteht zwischen dieser Schockfront und der Polkappe des Neutronensterns. In diesem Bereich sinkt das abgebremste aber sehr heiße Material "langsam" zu Boden und strahlt dabei im Röntgenbereich senkrecht zur Einfallrichtung. Aufgrund der geringen Akkretionsrate übt die entstehende Strahlung keinen großen Einfluß auf das einfallende Material aus. Sie stellten ebenfalls fest, daß für die Entstehung der Strahlung die Zyklotron-Emission von großer Bedeutung ist.

Am Fuße dieser Akkretionssäule bildet sich dann ein "Hügel" aus abgekühltem Material (Burnard, Arons & Klein 1991): siehe Abb. 3.6. Dieses Modell entspricht im wesentlichen dem Fan-Beam Modell der leuchtstarken Quellen.

Harding (1993) geht bei leuchtschwachen Quellen von einer etwas anderen Konfiguration aus. Sie nimmt an, daß das einfallende Plasma erst durch Coulomb-Wechselwirkung in der Atmosphäre des Neutronensterns gestoppt wird. Die aus dieser strahlenden Polkappe entkommenden Photonen werden durch das wenige einfallende Plasma und die optische dünne Polkappe nicht aufgehalten und können in Richtung des Magnetfeldes entkommen; es bildet sich ein sog. *pencil-beam* aus (siehe Abb. 3.6).

Kapitel 4

Der Röntgensatellit *RXTE*

Das Missionskürzel *RXTE* steht für *Rossi X-ray Timing Explorer*, benannt nach dem italienisch-amerikanischen Physiker Bruno Rossi, der die Röntgenstrahlung der Sonne untersuchte.

Gegenüber den zahlreichen Vorläufermissionen ist *RXTE* weiter entwickelt worden: eine der wichtigsten Kenngrößen eines astronomischen Satelliten, der spektrale Messungen vornehmen soll, sind der Energiebereich und die Detektorfläche. *RXTE* deckt mit zwei Instrumenten den für Röntgenbeobachtungen sehr wichtigen Bereich von etwa 2 bis 250 keV ab. Da die Zahl der Photonen zu höheren Energien stark abnimmt, ist es wichtig, eine möglichst große Detektorfläche zu haben, um möglichst viele Photonen detektieren zu können (anders als im optischen Bereich, in dem man die Zahl der Photonen nicht zählt, sondern ganze Ladungspakete auf CCD-Chips oder Photoplatten detektiert)[1]. *RXTE* hat im niederenergetischen Bereich eine ungewöhnlich große Fläche.

Zusätzlich ist es nützlich, wenn der ganze Himmel in möglichst kurzen Zeitabständen abgerastert wird, um neue Quellen sehr schnell entdecken und so früh wie möglich mit der Beobachtung beginnen zu können. Dies wurde bei *RXTE* ebenfalls gewährleistet.

RXTE besteht also aus drei Experimenten:

1. Proportional COunter Array (*PCA*): das Niederenergie-Spektrometer
2. High Energy Timing Experiment (*HEXTE*): das Mittel- und Hochenergie-Spektrometer
3. All Sky Monitor(*ASM*): der ortsempfindliche Detektor, der täglich den Himmel abrastert.

Bevor die Instrumente im folgenden einzeln besprochen werden, noch einige Informationen zu dem Gesamtsatelliten.

RXTE ist ein sehr junger Satellit; er wurde am 30. Dezember 1995 auf einer Delta II Rakete vom amerikanischen Weltraum-Bahnhof Cape Canveral gestartet. Er befindet sich nicht in einem geostationärem Orbit (wie z.B. die Fernsehsatelliten), sondern in einem niedrigen Orbit von etwa 560 km Höhe. Deshalb umrundet er die Erde etwa alle 90 Minuten einmal. Er hat somit nicht immer direkten Kontakt zu der Boden-Kontroll-Station und überträgt deshalb die Daten über Relais-Satelliten (TDRS-Satelliten) zu den Bodenstationen.

In Abbildung 4.1 ist der Satellit schematisch dargestellt. Man erkennt die beiden großen Solarpanele, die der Stromversorgung dienen. Die beiden "High Gain" Antennen dienen der Übertragung der Daten: bevor der Satellit den Kontakt zu einem TDRS-Satelliten mit der einen Antenne verliert, nimmt er schon Kontakt zu einem anderen mit der zweiten Antenne auf. Zuvor werden die Daten jedoch schon an Bord stark bearbeitet – je nachdem, was der Beobachter beantragt hat, werden hohe Zeitauflösung oder spektrale Auflösung, schnelles Ansprechen auf hohe Zählraten

[1] Es gibt inzwischen auch Röntgen-CCDs, die bei *XMM* zum Einsatz kommen sollen.

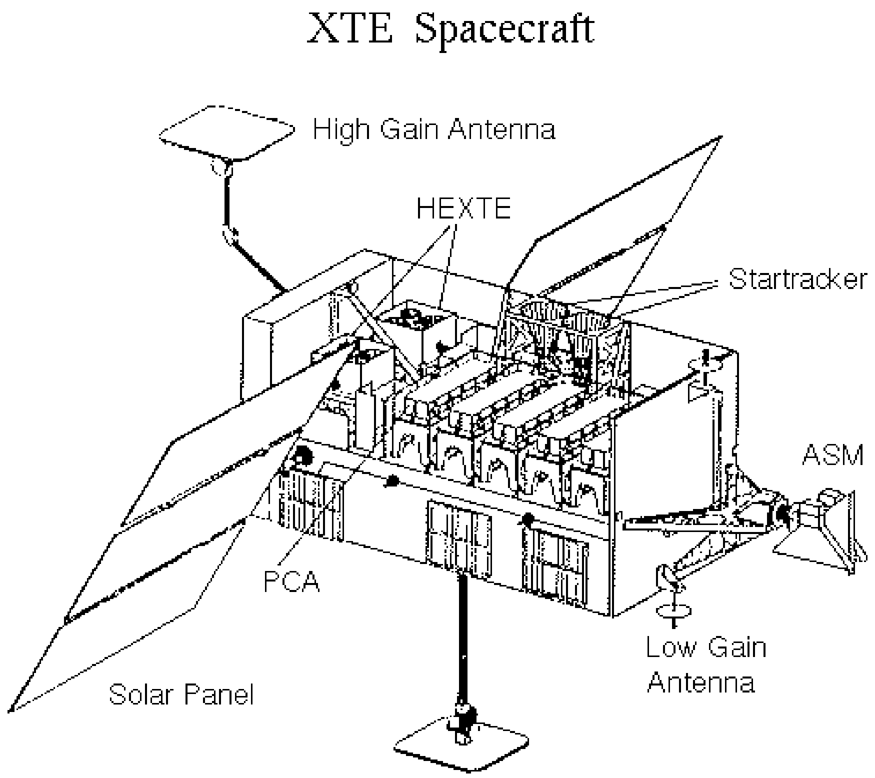

Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Rossi X-ray Timing Explorers

(wie bei den sogenannten Burstquellen) usw. angemessen behandelt. Zu diesem Zweck kann der Beobachter aus einer wahren Flut an verschiedenen Modi für die beiden Hauptinstrumente *PCA* und *HEXTE* wählen. Die verarbeiteten Daten werden dann an die Bodenstation übertragen, wobei dem Satelliten ständig insgesamt 24 KBit Übertragungsrate und 256 KBit eine halbe Stunde täglich für den *PCA* zur Verfügung stehen (XTE-Staff 1992).

Ein weiteres wichtiges Instrument sind die beiden Startracker. Diese dienen der exakten Positionierung des Satelliten.

Den Hauptteil des Satelliten nimmt das Niederenergieinstrument *PCA* ein, daß den kompletten Mittelteil des Satelliten belegt. Links davon ist das aus zwei Gruppen (englisch Clustern) bestehende Instrument *HEXTE* zu sehen. Das Instrument rechts außen ist der *ASM*, der drehbar ist und durch sein großes Gesichtsfeld den Himmel abrastern kann.

Aufgrund seiner niedrigen Flughöhe befindet sich *RXTE* unterhalb der van Allen Strahlungsgürtel, die sich in etwa 1000 km Höhe befinden (Gerthsen & Vogel 1993) und ist somit für die meiste Zeit vor der aggressiven kosmischen Strahlung geschützt. Im Südatlantik gibt es allerdings ein Gebiet, in dem die Magnetfeldkonfiguration der Erde etwas anders ist, so daß es dort zu einem Einbruch kosmischer Teilchen kommt. Man nennt dieses Gebiet die *Süd-Atlantische-Anomalie*, lang SAA (siehe Abbildung 4.2).

Diese vielen Teilchen verursachen in den Detektoren des Satelliten sehr viele Ereignisse. Diese hohen Zählraten können dazu führen, daß die Detektoren beschädigt werden. Deshalb wird bei Satelliten wie *RXTE*, die dieses Gebiet durchfliegen, die Hochspannungsversorgung der Detektoren entweder stark heruntergeregelt oder gar ganz abgeschaltet, so daß die hochenergetischen Teilchen keine Entladungen in den Detektoren mehr verursachen können und somit der Detektor nicht belastet wird. Zusätzlich zu dieser Vorsichtsmaßnahme haben die Detektoren eine Notabschaltung, die die Hochspannungsversorgung bei einem unerwarteten Anstieg der Zählrate vorsorglich abschaltet.

Abbildung 4.2: Die Lage der Südatlantischen Anomalie; gemessen wurde der Elektronenfluß pro cm^2·s^2 (Zombeck 1990b).

4.1 *PCA* — Proportional Counter Array

Das Niederenergieinstrument *PCA* wurde von der NASA im Goddard Space Flight Center (GSFC) bei Washington gebaut.

Es besteht aus fünf einzelnen Elementen, den sog. PCUs (Proportional Counter Units), von denen jedes einzelne wiederum aus verschiedenen Schichten, sog. Layers aufgebaut ist. Jedes Layer ist ein selbstständiger Proportionalzähler. Eine solche Einheit ist in Abb. 4.3 dargestellt.

Das Prinzip eines Proportionalzählers ist relativ einfach und stammt aus der Zeit um die Jahrhundertwende, als Geiger und Müller den nach ihnen benannten Geiger-Müller Zähler erfanden, um radioaktive Strahlung nachzuweisen. Zu diesem Zweck wird eine Röhre mit einem dünnen Draht in der Mitte durchzogen und die Röhre mit einem speziellen Zählgas gefüllt. An den Draht legt man eine positive Hochspannung an (typischer Weise ca. 2000 Volt). Diese Röhre wird der zu messenden Strahlung ausgesetzt und der Stromfluß in dem Draht gemessen.

Nach einer Ionisation des Zählrohrs braucht dieses eine gewisse Zeit, um sich wieder zu neutralisieren. Während dieser sog. *Totzeit* können keine weiteren Photonen registriert werden, bzw. werden dem vorherigen Photon zugerechnet. Diese Totzeit wird umso problematischer, je kürzer die Abstände zwischen zwei Ereignissen sind. D.h. je heller eine Quelle ist, desto stärker macht sich die Totzeit negativ bemerkbar. Wenn der detektorinterne Hintergrund (siehe Seite 45) sehr hoch ist, dann kann selbst bei einer schwachen Quelle die Korrektur der Totzeit wichtig werden. Die Totzeit gilt nicht nur für den Detektor, sondern auch für die Elektronik: Verstärker, AD-Wandler usw. brauchen eine gewisse Zeit, um ein Ereignis (engl. Event) abzuarbeiten. Solange die Elektronik beschäftigt ist, kann kein weiteres Event registriert werden. Wenn doch ein Event stattfindet, so ist es verloren.

Bei dem *PCA* ist eine Totzeitkorrektur nicht besonders wichtig: sie ist $\sim 10\,\mu$s kurz (Zhang & Jahoda 1996), so daß bei einer schwachen Quelle eine Korrektur nicht nötig ist. Selbst der Crab-Pulsar (eine der hellsten Dauerquellen am Himmel) ist für den *PCA* eine "schwache" Quelle. Die

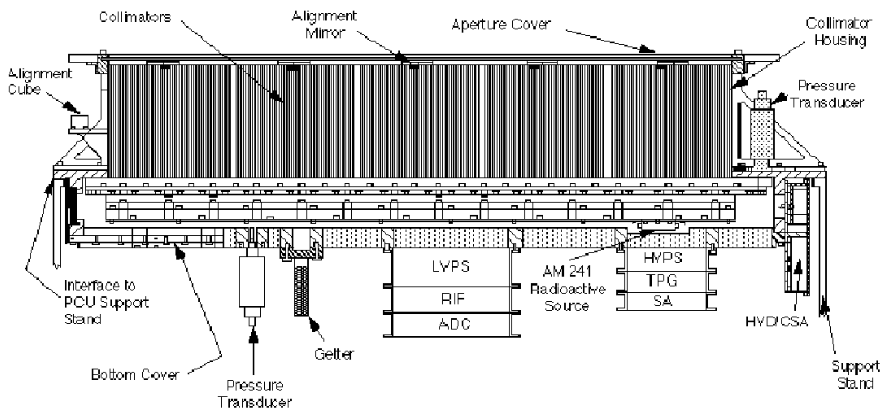

Abbildung 4.3: Ein Schnitt durch einen PCU des *PCA* (XTE-Staff 1995). Die Abkürzungen sind in Tabelle 4.1 erläutert.

Abkürzung	Bedeutung
LVPS	Low Voltage Power Supply
HVPS	High Voltage Power Supply
RIF	Remote Interface
ADC	Analog Digital Converter
TPG	Test Pulse Generator
SA	Shaping Amplifier
HRM	High Rate Monitor
CSA	Charge Sensitive Amplifiers
LLD	Lower Level Discriminator

Tabelle 4.1: Erläuterung der Abkürzungen bei einem PCU (Abb. 4.3).

Totzeiteffekte liegen bei allen Quellen, die nicht stärker als der Crab sind, zwischen einem und drei Prozent (Zhang & Jahoda 1996).

Bei einem PCU des *PCA* sind fünf Proportionalzähler-Schichten zu einer Einheit, einem PCU, verbunden (siehe Abb. 4.4). Das oberste Layer ist ein Propan-Vetocounter gegen geladene Teilchen. Es ist von 20 Drähten (Anoden) im Abstand von 1.3 cm durchzogen. Dazwischen sind kleine Aluminiumwände zum Abstützen angebracht.

Unter dieser Propan Schicht befinden sich vier Xenon Schichten. Diese sind von den gleichen Drahtnetzen wie das Propan-Layer durchzogen; die unterste Schicht wird wiederum als Vetocounter gegen unerwünschte Teilchen eingesetzt. Die drei mittleren Schichten dienen der Detektion der Quellphotonen. Zusätzlich sind "rechts" und "links" des PCU die äußersten Drähte verbunden; Signale dieser Drähte dienen als seitlicher Vetocounter (siehe Abb. 4.4).

Um harte Röntgenstrahlung und γ-Strahlung erst gar nicht in den Detektor einzulassen, ist er von einem dünnen Schild bestehend aus 60 mil[2] Tantal und 20 mil Zinn umhüllt. Oberhalb der Propanschicht befindet sich der Kollimator, der verhindert, daß seitlich einfallenden Photonen detektiert werden.

Unterhalb der Xenon-Vetoschicht befindet sich ein Americanium-241 Präparat. Diese radioaktive Präparat zerfällt unter Aussendung eines α-Teilchens und gleichzeitig eines charakteristischen Röntgenphotons von 59.6 keV (XTE-Staff 1995). Direkt neben der Am^{241}-Quelle sitzt ein Detektor für α-Teilchen, so daß genau festgestellt werden kann, wann ein Zerfall stattgefunden hat und der *Gain* anhand des 59.6 keV Photons automatisch nachgeregelt werden kann.

[2] 1 mil = 0.001 Inch = 25 μm

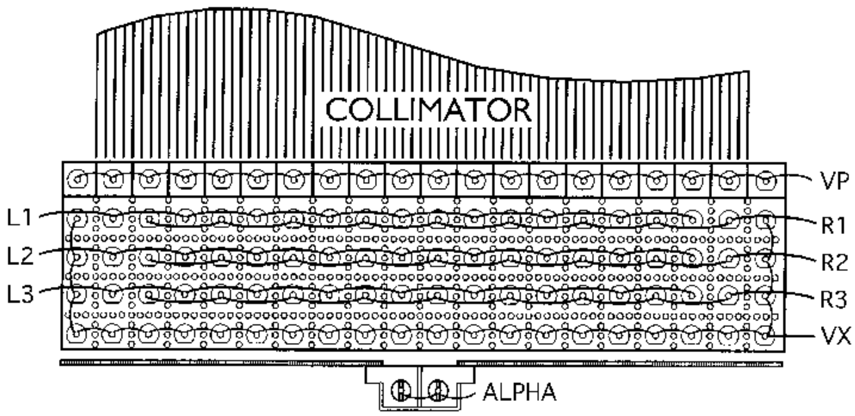

Abbildung 4.4: Schnitt durch die detektierenden Schichten eines PCU des *PCA* (XTE-Staff 1995). Mit VP ist das Propan-Vetolayer und mit VX das Xenon-Vetolayer bezeichnet.

Die Detektoren des *PCA* sprechen – wie alle Proportionalzähler – auch auf Teilchen an. Sie werden daher bei einem hohen Teilchenhintergrund (wie in der SAA) sehr stark belastet. Deshalb werden sie kurz vor Eintritt in die SAA abgeschaltet. Zusätzlich ist ein *High Rate Monitor* (HRM) an Bord, der die Zählraten in acht Sekunden Intervallen überprüft. Wenn in drei aufeinander folgenden Intervallen die kritische Schwelle überschritten wird, schaltet der HRM alle PCUs aus. Sie müssen erst von der Bodenkontrolle wieder angeschaltet werden, bevor *RXTE* weitere Beobachtungen durchführen kann.

Aus fünf derartigen PCU-Elementen besteht der *PCA*. Zunächst war als Hochspannung etwas mehr als 2000 Volt eingestellt, so daß der *PCA* einen Energiebereich von etwa 2 keV bis hinauf zu 60 keV abdeckte. Anfang März 1996 entschied das Kontrollzentrum jedoch, den Energiebereich nach oben auszuweiten, so daß alle Messungen nach diesem sog. 'Gain change' von 3 keV bis nominell 100 keV reichen. Zu diesem Zweck wurde die Hochspannung in zwei Stufen zwischen dem 20. März und dem 20. April etwas auf etwas über 1950 Volt heruntergeregelt (Jahoda et al. 1996).

Nach erfolgter Ionisation des Detektors und Verstärkung des Signals, wandelt die Elektronik das Signal mittels Vielkanalanalysatoren um und verteilt die einzelnen Events je nach Energie in einen der 256 Kanäle des *PCA*. Da aber die Zählrate zu höheren Energien drastisch abnimmt, werden diese Instrumentenkanäle später bei der Erstellung des Spektrums aus diesen Rohdaten zu sog. PHA[3]-Kanälen gebinnt (zusammengefaßt). In Abb. 4.5 ist ein solches PHA-Kanalspektrum dargestellt.

Um aus diesem Kanal-Zählraten-Spektrum ein normales Spektrum in Ereignissen pro Sekunde und Energie-Bin zu machen, ist die sogenannte *Response-Matrix* nötig. Sie enthält die Information über die "Response" (Antwort) des Detektors auf monoenergetische Photonen: Photonen einer bestimmten Energie erzeugen mehrere Signale und einen Streuuntergrund im Detektor; außerdem reagieren die beiden Zählgase auch unterschiedlich auf dasselbe Photon. Es ist bis heute unmöglich, direkt aus dem Signal des Detektors auf die Energie des Photons zu schließen. Diese Responsematrix gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Photon mit welcher Energie registriert wird, denn außer dem Photopeak und dem Streuuntergrund gibt es noch den Escape-Peak (siehe Abb. 4.6, den mittleren Balken)Um aus dem Detektorsignal direkt auf die Energie des ursprünglichen Photons zu schließen, ist es notwendig, diese Matrix zu invertieren. Da diese Matrix aber sehr kompliziert und groß ist, ist das prinzipiell unmöglich. Die Response-Matrix des *PCA* ist in Abb. 4.6(a) dargestellt.

[3]PHA = Pulse Height Analyzer

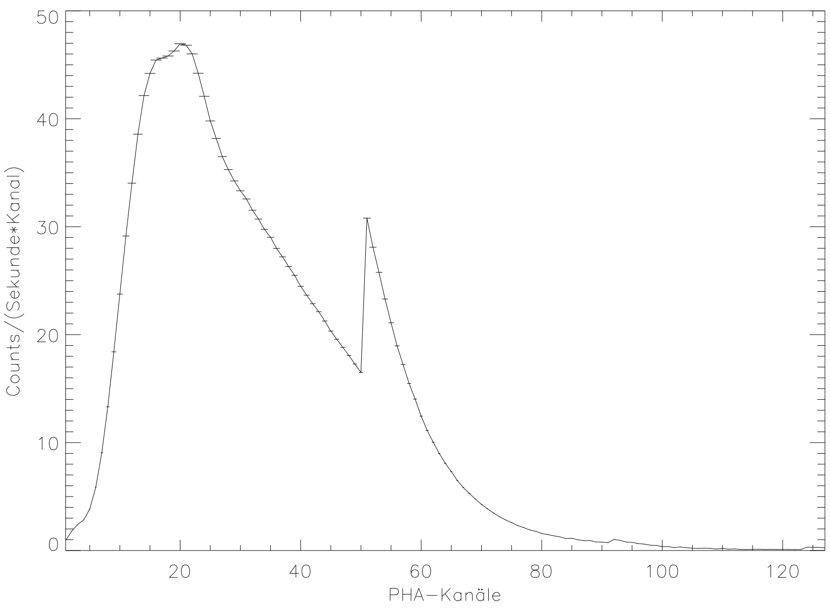

Abbildung 4.5: Ein typisches *PCA* Spektrum aus Standardmode 2 Daten in PHA-Kanälen. Deutlich sichtbar ist die Änderung des Binnings bei PHA-Kanal 54 und 94. Weitere Binning Änderungen sind bei Kanal 1, 127 und 129.

Die wichtigste Kenngröße eines Detektors neben dem Energiebereich ist die sogenannte *effektive Fläche*. Unter der Detektorfläche versteht man die Fläche, die der Strahlung ausgesetzt wird, also auch übereinander liegende Schichten. Ein anderer Effekt vermindert diese Fläche wieder: die *Totzeit* von Detektor und Elektronik sowie der mit der Energie sinkende Photoinionisations-Wirkungsquerschnitt. Durch die Totzeiteffekte werden weniger Photonen registriert, als eigentlich durch den Detektor hindurch gegangen sind. D.h. der Detektor verhält sich so, als ob er eine geringere Fläche hätte. Zu immer höheren Energien sinkt der Wirkungsquerschnitt für Photoionisation beträchtlich ab: der Wirkungsquerschnitt sinkt proportional zu $\sim E^{-3}$ (Kramers 1923). Damit werden bei höheren Energien wesentlich weniger Photonen registriert, als tatsächlich durch den Detektor hindurch gegangen sind; er verhält sich so, als ob die Detektorfläche geringer wäre. Diese reduzierte Fläche heißt *effektive Fläche*. Gewöhnlich gibt man die effektive Fläche in dem Energiebereich an, in dem sie am größten ist, da der Detektor in der Regel für diesen Bereich gebaut worden ist.

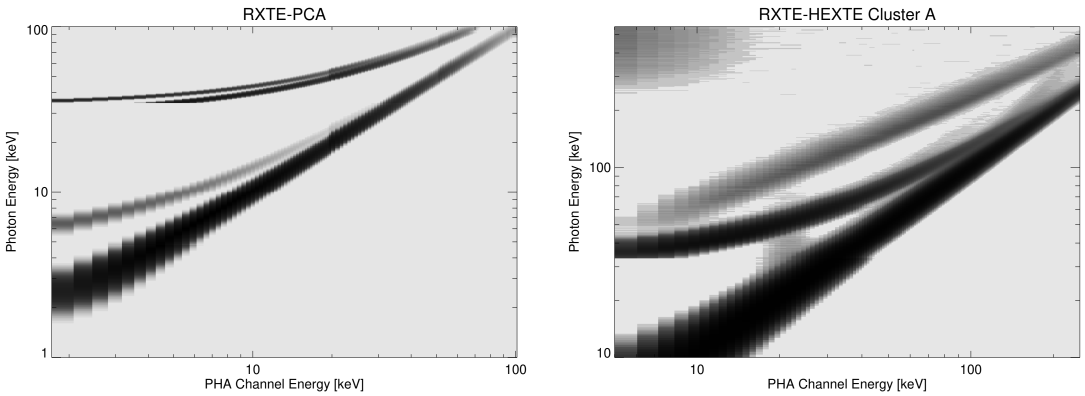

Abbildung 4.6: Die Response-Matrizen des *PCA* (links) und *HEXTE*, Cluster A (rechts) (Wilms 1998)

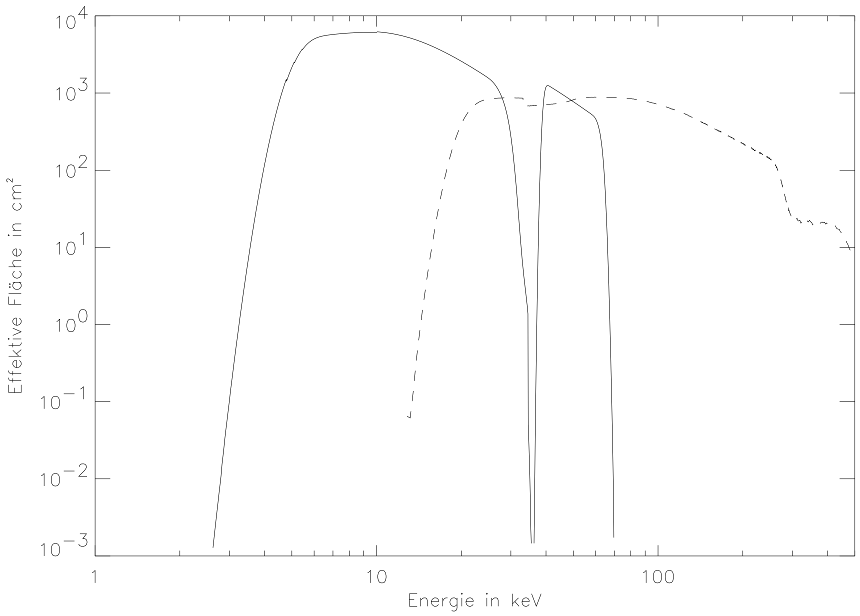

Abbildung 4.7: Der Verlauf der effektiven Flächen beim *PCA* (durchgezogen) und *HEXTE* (gestrichelt). Der Einbruch beim *PCA* bei $\sim$30 keV rührt von einer Xenon-Kante bei $\sim$35 keV her.

Bei dem *PCA* beträgt die effektive Fläche ca. 7000 cm^2 im Energiebreich zwischen 5 und 10 keV, wobei sich der detektierbare Bereich natürlich weit darüber hinaus von 2 bis 60 bzw. nach dem gain-change bis 100 keV erstreckt; der Verlauf der effektiven Flächen beim *PCA* und *HEXTE* ist in Abb. 4.7 wiedergegeben.

Wie schon der Name des Satelliten sagt, gilt dem zeitlichen Verhalten von Röntgenquellen sein besonderes Augenmerk, deshalb besitzt der *PCA* die hohe Zeitauflösung von 1 Mikrosekunde.

Für die Identifiaktion von Linien ist die *Energieauflösung* sehr wichtig. Sie gibt an, wie weit zwei Linien im Spektrum voneinander getrennt sein müssen, damit der Detektor sie einwandfrei trennen kann. Beim *PCA* beträgt sie etwa 18 % bei knapp 6 keV oder 1 keV FWHM[4].

Eine weitere Kenngröße ist die Empfindlichkeit des Detektors, d.h. wie hell eine Quelle sein muß, um innerhalb einer gewissen Zeit nachgewiesen werden zu können. Sie beträgt beim *PCA* 1 mCrab[5] in einer Minute im Energiebreich von 2 bis 10 keV (XTE-Staff 1992).

Ein Detektor hat immer einen gewissen Hintergrund, d.h. er registriert Ereignisse, die nicht von der Quelle stammen. Ein derartiger Hintergrund wird auch registriert, wenn ein leerer Himmelsausschnitt (“blank sky”) beobachtet wird: siehe Abb. 4.8. Diese Ereignisse haben verschiedene Ursachen:

- Diffuser Röntgenhintergund: der Weltraum ist erfüllt von Röntgenphotonen, die nicht von einer spezifischen Quelle zu kommen scheinen; selbst aus völlig leeren Himmelsregionen kommen Photonen. Vermutlich sind zahllose weit entfernte Aktive Galaxien für diese Photonen verantwortlich (Comastri et al. 1995).

- Gewöhnliche Strahlung aus allen Richtungen, die von den Vetocountern und der Abschirmung nicht herausgefiltert wurde.

[4]FWHM steht für Full Width Half Maximum, also volle Breite der Linie bei halber Höhe

[5]Die Empfindlichkeit wird in der Röntgen-Astronomie häufig in Bruchteilen der Intensität des Crab angegeben

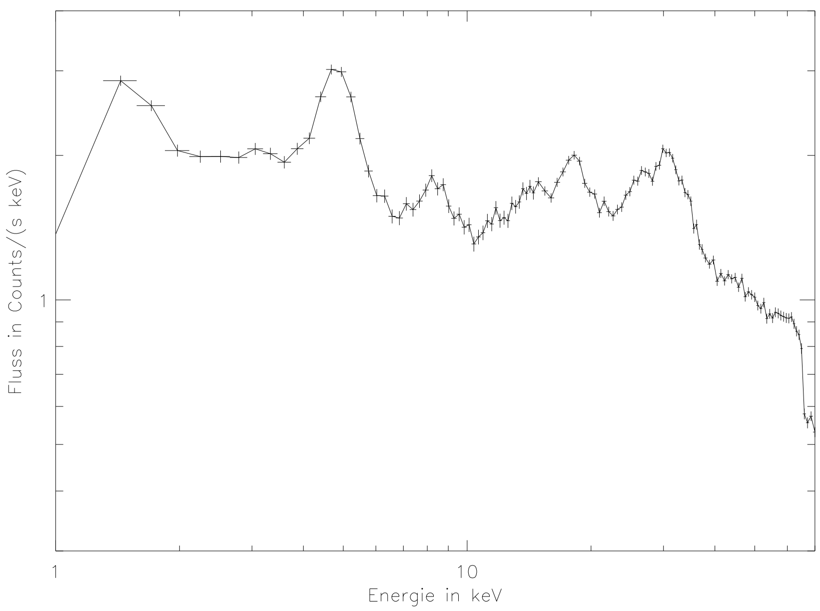

Abbildung 4.8: Ein typisches Hintergrundsspektrum des *PCA*. Man erkennt mehrere starke Linien, darunter auch eine bei knapp 5 keV. Dabei handelt es sich um eine Xenonlinie des Detektorzählgases.

- Teilchenhintergrund: die hochenergetische Teilchenstrahlung, denen die Detektoren permanent ausgesetzt sind, wird nicht vollständig durch die Vetocounter abgefangen.
- Aktivierung durch die SAA: in der Südatlantischen Anomalie (siehe 4.2) ist die Dichte hochenergetischer Teilchen besonders hoch. Diese Teilchen aktivieren die Atomkerne der Detektormaterialien. Bei derem Zerfall werden harte Photonen und Teilchen frei. Wenn der Satellit die SAA wieder verlassen hat, werden zwar nicht mehr so viele Kerne aktiviert, aber die entstandenen aktivierten Kerne haben z.T. lange Lebensdauern.
- Detektorinterner Hintergund: der Detektor produziert selber eine gewisse Strahlung. Die Materialien aus denen der Detektor besteht sind nicht völlig frei von instabilen Elementen. Wenn diese zerfallen entstehen hochenergetische Photonen. Zu Strahlungs- und Teilchenproduzenten gehören auch die zu Kalibrationszwecken an Bord befindlichen radioaktiven Quellen.

  Außerdem hat das Zählgas des Detektors auch noch selber Fluoreszenzlinien, die durch die Röntgenstrahlung angeregt werden (siehe Abb. 4.8 und Abschnitt 3.1.3)

Derartige Hintergrundsereignisse stören die spektrale Analyse beträchtlich. Durch die Zerfallslinien ist das Hintergundsspektrum voller Linien und nicht einfach zu erklären (siehe Abb. 4.8). Wenn die Zerfallslinien im Hintergrundsspektrum mit Absorptionslinien im Quellspektrum zusammenfallen, sind diese unter Umständen nicht mehr oder nur unsicher nachweisbar. Sobald Hintergrunds- und Quellintensität auch ungefähr die gleiche Größenordnung haben, ist es unumgänglich den Hintergrund sauber von dem Quellsignal zu trennen, bzw. von dem Detektorsignal abzuziehen.

Um zu einem solchen Hintergrundsspektrum zu kommen, gibt es drei prinzipielle Methoden:

1. Hintergrundsbeobachtung durch Rocking:
   Während ein Teil der Detektoren auf die Quelle schaut, beobachtet ein anderer Teil einen

leeren Himmelsauschnitt. Die Zuordnung wird des öfteren (bei *HEXTE* z.B. alle 16 Sekunden) gewechselt, um ungleichmäßige Detekoren auszugleichen.

Dieses Hin- und Her-bewegen der Detektoren wird als *Rocking* bezeichnet.

2. Hintergrundsmodell:
   Liegen entsprechend ausführliche Messungen vor, ist es möglich aus den Zählraten der verschiedenen Daten (Beobachtung, Veto, etc.) die Hintergrundszählrate *abzuschätzen*. Man nimmt eine Funktion an, in die die verschiedenen Counter eingehen und die dann eine Zählrate für den Hintergrund liefert, d.h. man hat ein Modell aus welchen Komponenten sich der Hintergrund zusammensetzt und wie stark diese jeden Counter beeinflussen (XTE-Staff 1996).

3. Offsource Beobachtungen:
   Im Prinzip ähnlich wie die Hintergrundsbeobachtungen beim Rocking, nur daß dies nicht simultan geschieht. Man benutzt Beobachtungen, die gemacht wurden, während garantiert keine Quelle beobachtet wurde. Bei niedrigen Energien bietet sich die Zeit an, während die Erde die Quelle verdeckt und die Detektoren somit auf die Erde schauen (bei höheren Energien ist das nicht mehr möglich, da die Erde bei höheren Energien relativ "hell" ist). Der große Nachteil dieser Methode ist, daß die Variationen in der Stärke des Hintergrundes während eines Umlaufs (verursacht z.B. durch eine SAA Passage) nicht erfaßt werden. Diese Methode eignet sich überhaupt nicht, um Lichtkurven von Hintergrundsereignissen zu befreien oder um die Spektren sehr schwacher Quellen (z.B. Aktive Galaxien) vom Hintergrund zu befreien, da die Quelle weniger oder ähnlich viele Counts wie der Hintergrund liefert.

Da die fünf Detektoren des *PCA* "coaligned" sind, d.h. immer in die gleiche Richtung schauen, ist ein Rocking unmöglich. Es bleiben also nur die Punkte 2 und 3. Ein Hintergrundsmodell ist sehr schwierig zu erstellen, und es gelang dem *PCA*-Instrumententeam bis zur Ausarbeitung dieser Diplomarbeit *nicht* ein brauchbares Hintergrundsmodell bereitzustellen (XTE-Staff 1996); den aktuellen Stand findet man bei Stark (1997). Da aber in dieser Arbeit fast ausschließlich spektrale Aspekte des vergleichsweise hellen Röntgen-Doppelsterns Vela X-1 untersucht werden, kann relativ problemlos auf die Beobachtungen während der Bedeckung der Quelle durch die Erde zurückgegriffen werden. Bei anderen Objekten ist das freilich anders (z.B. AGN).

4.2 *HEXTE* — High Energy X-Ray Timing Experiment

HEXTE wurde von der Universität von Kalifornien in San Diego (UCSD) entwickelt.

Es besteht aus zwei Hauptgruppen, den sogenannten Clustern A und B (oder auch 0 und 1). Jeder dieser Cluster besteht wiederum aus vier Detektoren.

HEXTE arbeitet größtenteils in einem höheren Energiebereich als der *PCA*: 20 bis 250 keV. Durch den großen Überlapp zwischen 20 und zumindest 30 keV ist ein Abgleich der beiden Instrumente möglich. Die effektive Fläche ist nicht so groß wie die des *PCA*: rund 1000 cm^2. Deshalb sind die Zählraten entsprechend geringer. Ebenso wie der *PCA* hat auch *HEXTE* eine sehr hohe Zeitauflösung, die ebenfalls im Mikrosekundenbereich liegt.

In diesem hohen Energiebereich ist es nicht mehr möglich, einen Proportionalzähler so zu betreiben wie beim *PCA*. Das empfindliche Material des Proportionalzählers ist das Zählgas und das kann von Photonen mit Energien von mehr als 20 keV zunehmend einfacher durchdrungen werden, ohne eine Ionisation zu verursachen. Schließlich erfolgt keine nennenswerte Detektion mehr. Deshalb ist nötig, für diesen Energiebereich Detektoren zu verwenden, die ein wesentlich dichteres Material zur Detektion der Photonen verwenden.

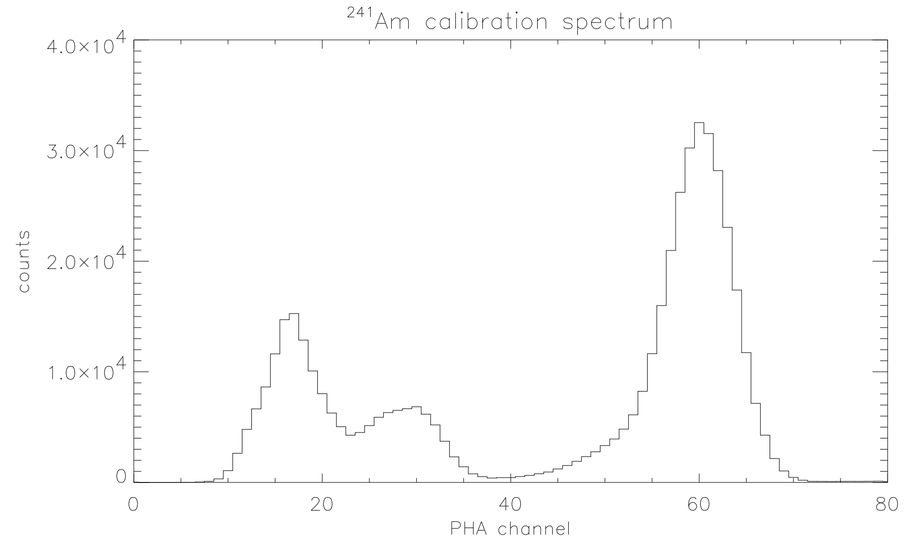

Abbildung 4.9: Response des *HEXTE*-Phoswich Detektors auf das Spektrum der Am^{241} Kalibrationsquelle. Diese Quelle emittiert Röntgenstrahlen bei 59.6 keV und 17 keV. Rechts der Photopeak bei ∼60 keV, in der Mitte der Escapepeak und links die 17 keV-Linie (XTE-Staff 1995). Das für Szintillatoren übliche Compton-Kontinuum fehlt völlig.

Ein solcher Detektortyp ist der Phoswich[6] Detektor oder allgemeiner ein Szintillationszähler, der Kristalle verwendet. Die Kristall bestehen zumeist aus Natriumiodid oder einem ähnlichen Material.

Bei einem solchen Szintillationszähler fallen die Photonen in einen Kristall, dessen Dicke sich nach dem zu untersuchenden Energiebereich richtet. Ein Teil der Photonen wechselwirkt mit dem Material des Kristalls. Die wichtigsten Wechselwirkungen sind Photoeffekt und Compton-Streuung.

Bei der Compton-Streuung handelt es sich um den gewöhnlichen Compton-Effekt, bei der ein energiereiches Photon an einem langsamen Elektron oder Photon streut, dabei Energie auf das Elektron bzw. Photon überträgt und mit wesentlich weniger Energie aus der Wechselwirkung hervorgeht (siehe Abschnitt 3.1.5) . Das Elektron seinerseits kann die ihm übertragene Energie wieder in Form eines Photons durch Bremsstrahlung abgeben. Dadurch hat das primäre Photon schließlich soviel Energie verloren, daß es durch den Photoeffekt völlig verschwinden kann. Dem muß aber nicht so sein. Das Photon kann entweder überhaupt keine Wechselwirkung machen, nach ein oder mehr Compton-Ereignissen aus dem Kristall herausdiffundieren und keinen Photo-Effekt veranlassen oder nach mehreren Compton-Ereignissen durch den Photo-Effekt verschwinden.

Schließlich löst das Photon über den Photoeffekt an einem Atom ein Elektron aus. Das entstandene Elektron-Loch-Paar wandert durch den Kristall, bis es an einem Iod-Atom rekombiniert. Dabei wird das Szintillationslicht erzeugt. Dieses Licht kann dann mit einem Photomulitplier nachgewiesen werden.

Ein *Phoswich-Detektor* ist eine Kombination von zwei derartigen Szintillations-Kristallen vor dem Photomultiplier. Der erste Kristall, der Primärkristall, dient der eigentlichen Detektion der Röntgenphotonen. Der zweite, der Antikoinzidenzkristall, dem Nachweis der “Hintergrundsereignisse”: hochenergetische Photonen können von “hinten” oder der Seite in den Detektor eindringen; zusätzlich können hochenergetische Photonen über den Compton-Effekt Scheinphotonen produzieren (s.o.). Diese Hintergrundsphotonen müssen abgefangen werden, da sie sonst ebenfalls Szintillationslicht auslösen und damit das detektierte Spektrum unbrauchbar machen. Dafür ist der Antikoinzidenz-Kristall verantwortlich.

[6]Phoswich von Phosphor Sandwich

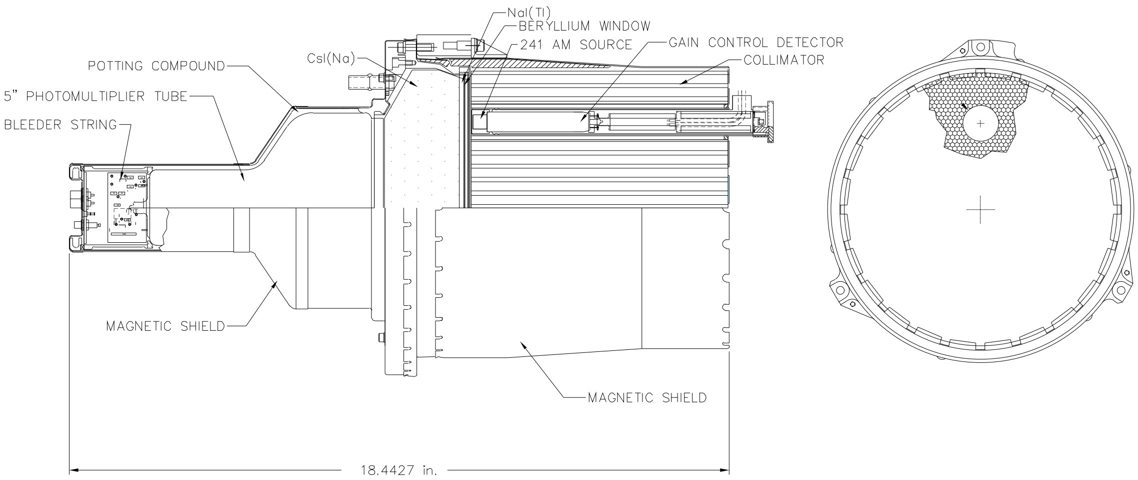

Abbildung 4.10: Querschnitt durch einen der acht *HEXTE*-Detektoren.

Der Trick besteht darin, daß diese beiden Szintillatoren aus verschiedenen Materialien bestehen und unterschiedlich dick sind. Erzeugt ein Photon durch einen Compton-Stoß im ersten Kristall ein "falsches" Photon, dann absorbiert der zweite Kristall dieses. Ebenso wenn ein Photon von "der Seite" in den wesentlich dickeren Antikoinzidenz-Kristall eintritt. Das Signal des zweiten Kristalles läßt sich von dem des ersten durch Analyse der Puls*form* unterscheiden: die Abklingzeiten sind für die verschiedenen Materialien anders. Diese Analyse geschieht in dem Pulse-Shape-Discriminator (PSD), im Unterschied zum Pulse-Height-Analyzer (PHA), der die Höhe des Signals analysiert. Durch die unterschiedliche Form der Signale des Nachweis- und Abschirmkristalls, kann gut zwischen dem Signal eines echten Quellphotons und dem eines gestreuten unterschieden werden. Es gelingt also auf diese Art, das breite Compton-Kontinuum eines gewöhnlichen Szintillationszählers weitgehend zu eliminieren.

Trotzdem ist es schwierig die Daten zu analysieren, denn trotz Antikoinzidenz-Kristall werden unerwünschte Photonen detektiert: neben dem Photo-Peak gibt es noch den Escape-Peak. In Abb. 4.9 ist die Antwort eines *HEXTE*-Detektors auf die fast *monoenergetischen* Photonen der Am^{241}-Kalibrationsquelle dargestellt.

Der detektierbare Energiebereich des Phoswich-Detektors richtet sich nach der Dicke der beiden Kristalle. Zum Abfang möglichst vieler Hintergrundsereignisse, ist es vorteilhaft den AntikoinzidenzKristall möglichst dick zu machen. Da diese Kristalle aber sehr schwer sind, muß man einen Kompromiß zwischen Hintergrunds-Unterdrückung und akzeptablen Gewicht treffen.

Die acht Phoswich-Detektoren von *HEXTE* sind alle identisch aufgebaut: der Primärkristall besteht aus einem mit Thallium dotierten Natrium-Iodid Kristall, der eine Durchmesser von 7.2 Inch und einer Dicke von 0.125 Inch hat. NaI empfiehlt sich als Primärkristall, da es von allen anorganischen Substanzen den höchsten Wirkungsgrad für die Umwandlung eines Röntgenphotons in Szintillationslicht hat (Kretschmar 1991). Davor sitzt der Kollimator, der das Gesichtsfeld des Detektors auf 1 Grad einschränkt. In diesen Kollimator ist die Am^{241}-Kalibrations-Quelle eingebaut. Zwischen dem Kollimator und dem Primärkristall befindet sich ein Beryllium-Fenster zur Trennung des Kristalls vom Vakuum, daß sehr wenige der einfallenden weichen Röntgenphotonen absorbiert. An den Natrium-Iodid Kristall schließt ein 2.25 Inch dicker Cäsium-Iodid Antikoinzidenz-Kristall an. CsI bietet sich ebenfalls an, da es weiche Röntgenphotonen sehr gut absorbiert und gleichzeitig als Lichtleiter für das Szintillationslicht gut geeignet ist. Dahinter befindet sich dann der Photomultiplier. Die beiden Nachweiskristalle sind in eine 0.01 Inch dünne Teflonfolie eingepackt. Zudem sind die Kristalle poliert, um eine möglichst gleichmäßige Verteilung des Lichts in den Kristallen zu gewährleisten. Der ganze Detektor ist außerdem noch in einem Metallkasten untergebracht, der als magnetische Abschirmung fungiert. Dies ist nötig, da sich das

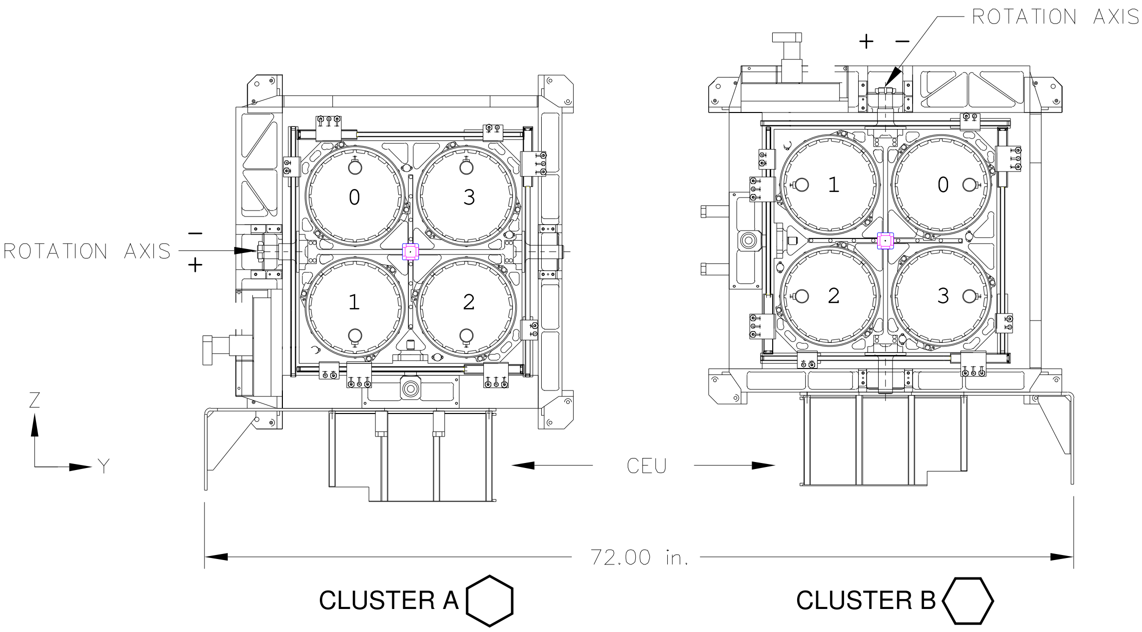

Abbildung 4.11: Blick von oben auf die *HEXTE*-cluster. Um von der Quelle auf Hintergrundsbeobachtung zu schwenken, sind beide Cluster auf je einer Achse schwenkbar. CEU ist die Abk. für *Cluster Electronics Unit*.

externe Magnetfeld über den Orbit hinweg ändert und ohne Abschirmung würde das zu Veränderungen der Empfindlichkeit des Photomultipliers führen. In Abb. 4.10 ist einer dieser Detektoren im Querschnitt dargestellt.

Bei *HEXTE* sind je 4 solcher Phoswich-Detektoren zu einem Cluster zusammengefaßt (siehe Abb. 4.11). Beide Cluster zusammen haben eine effektive Fläche von etwa 1000 cm^2 bei einer Energie von 50 keV (der Verlauf der effektiven Fläche ist in Abb. 4.7 wiedergegeben).

Da Phoswich-Detektoren auch auf Partikel der kosmischen Strahlung reagieren, enthält jeder *HEXTE*-Cluster an jeder Seite Antikoinzidenz-Detektoren. Dies sind Szintillationszähler mit einem Photomultiplier. Ein Teilchen, daß durch den Detektor hindurchtritt, wird mit $\sim$85 % Wahrscheinlichkeit auch ein Signal in dem Schild auslösen.

Ein seitlicher Querschnitt durch einen Cluster ist in Abb. 4.12 gegeben.

Außerdem sind Teilchendetekoren vorhanden, die die Stärke des Strahlungsfeldes messen und im Falle eines Anstieges (z.B. durch die SAA) die Detektoren abschalten, wenn sie nicht schon vorher von der Boden-Kontrollstation abgeschaltet wurden. Zudem ist auch die Kalibrationsquelle mit einem Koinzidenz-Zähler für α-Teilchen versehen.

Am 7. März 1996 scheint die Abschalt-Automatik nicht funktioniert zu haben, denn an diesem Tag wurde der Detektor 2 des Clusters B beschädigt. Seitdem sind spektrale Analysen mit diesem Detektor nicht mehr möglich, da sich alle Counts in den Kanälen 0 oder 1 befinden. Die zeitlichen Eigenschaften des Detektors scheinen davon unbeeinflußt geblieben zu sein[7] (Rothschild 1996).

Da *HEXTE* wesentlich anfälliger für hochenergetische Teilchen und Photonen als der *PCA* ist, hat es eine sehr hohe Totzeit, die unbedingt in den jeweiligen Spektren korrigiert werden muß und die effektive Beobachtungszeit um etwa 50 % reduziert. Daher ist eine Totzeitkorrektur unabdingbar (im Gegensatz zum *PCA* wo sie selbst bei einer hellen Quelle wie Vela X-1 praktisch vernachlässigt werden kann).

Trotz dieser Vorsichtsmaßnahmen hat *HEXTE* einen sehr starken Hintergrund, der allein schon aus

[7]Da die Daten für Vela X-1 ein bis zwei Wochen vorher gemacht wurden, stehen alle 8 Detektoren zur Verfügung; näheres zum Zeitplan siehe Seite 60.

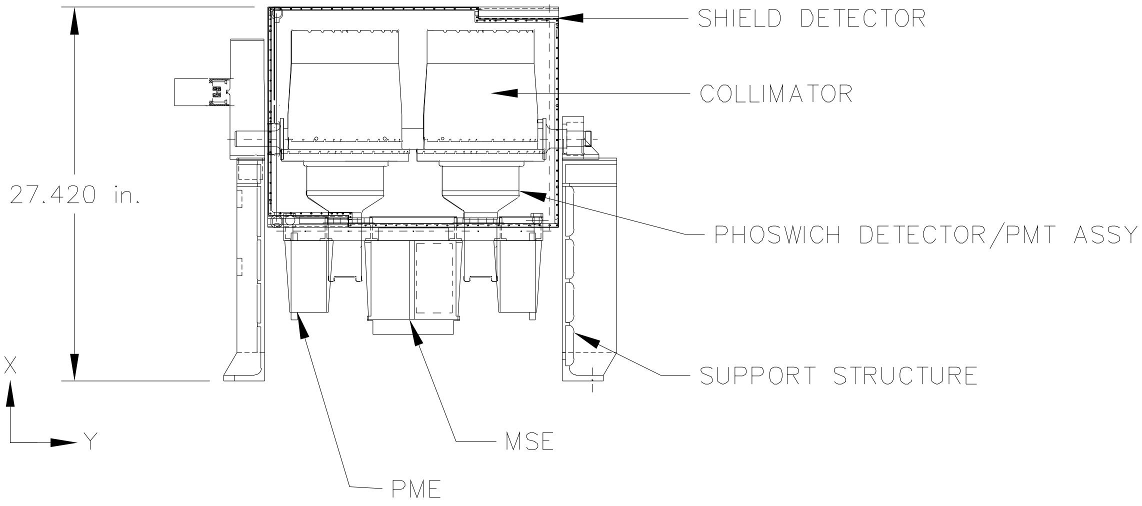

Abbildung 4.12: Seitlicher Querschnitt durch einen *HEXTE*-Cluster. Außer den bekannten Teilen sind noch die *Phoswich Module Electronics* (PME), die *Module Support Electronics* (MSE) und das *Phoswich Multiplier Tube Assembly* (PMT ASSY) markiert.

dem höheren Energiebereich resultiert und auch bauartbedingt ist. In Abbildung 4.13 ist ein typischer Hintergrund eines Clusters dargestellt. Über weite Teile des Spektrums ist der Hintergrund nicht nur etwa gleich stark wie das Signal der Quelle, sondern sogar wesentlich stärker. Insbesondere bei einem derartig mit Linien durchsetzten Hintergrund wie bei diesem Instrument, ist ein sehr guter Hintergrundsabzug selbst für einfache spektrale Zwecke unabdingbar. Deshalb benutzt *HEXTE* auch das Rocking, d.h. während ein Cluster auf die Quelle schaut, beobachtet der andere Cluster ein maximal drei Grad entferntes leeres Feld. Dadurch verliert man zwar mehr als 50 % der Beobachtungszeit (Hintergrundsbeobachtung und Justierzeiten), hat dafür einen verläßlichen Hintergrund: bei einem Verhältnis von 1:1 für Beobachtung Quelle zu Hintergrund erhält man ein optimales Signal zu Rausch Verhältnis.

4.3 *ASM* — All Sky Monitor

Das dritte Instrument auf *RXTE* ist der *ASM*, der All Sky Mointor. Er wurde von dem Massachusettes Institute of Technology (MIT) gebaut.

Es ist seine Aufgabe, den ganzen Himmel zu überwachen und etwaige neu aufleuchtende Quellen wie Röntgenburster oder Transients (z.B. A 0535+26) zu entdecken. Außerdem kann man die Überwachungsdaten auch zur Verfolgung von Intensitätsveränderungen von sehr hellen Quellen (Her X-1, Cyg X-1, usw.) benutzen. Ein weiterer Vorteil der *ASM*-Daten ist, daß sie öffentlich sind, d.h. jedermann kann sie sich kostenlos aus dem Internet herunterladen (NASA 1997).

Um den ganzen Himmel möglichst schnell abrastern zu können, hat der *ASM* ein Gesichtsfeld von $90^\circ \times 6^\circ$. Dieser Himmelsausschnitt wird 90 Sekunden beobachtet, dann wird das Fenster um 6° weitergefahren. Auf diese Weise ist möglich, den ganzen Himmel mehrmals pro Tag zu beobachten. Dabei muß natürlich die Region um die Sonne herum ausgespart werden, da keines der drei Instrumente auf *RXTE* auch nur annähernd in die Sonne schauen darf. Neben thermischen Problemen würde auch die Röntgenstrahlung der Sonne die Instrumente binnen kurzem zerstören. Das wäre fast das Ende des deutschen Röntgensatelliten *ROSAT* gewesen, der aus bis heute ungeklärten Gründen kurzfristig in die Sonne sah.

Um mit den Daten aus einem derart großen Gesichtsfeld wie dem des *ASM* etwas anfangen zu können, kann man keine normalen Proportional- oder Szintillationszähler verwenden. Daher verwendet man beim *ASM* sogenannte *PSPCs: Position Sensitive Proportional Counter* mit Coded

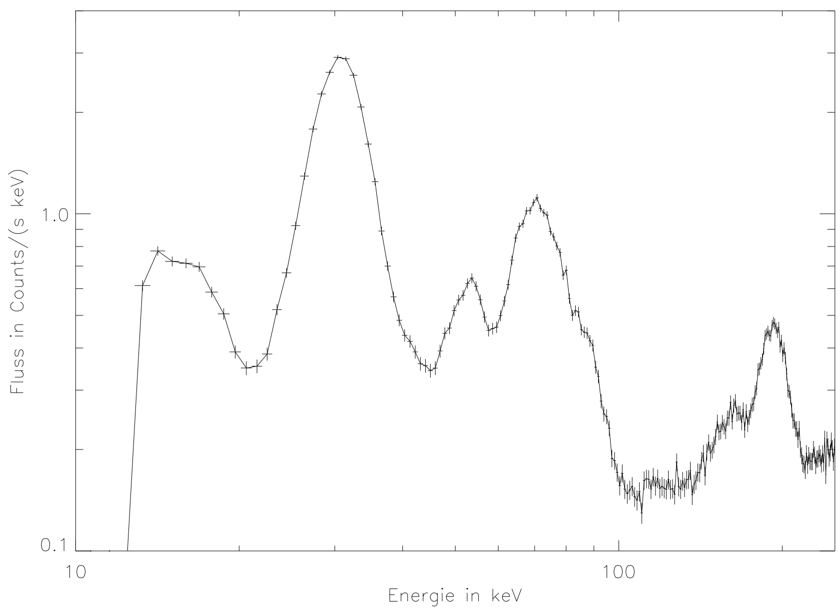

Abbildung 4.13: Hintergrund des *HEXTE* Clusters A. Die Linie bei 30 keV wird von Tellur und Jod hervorgerufen, die bei 54 keV von inelastischer Streuung an Jod^{127}, die bei 70 keV rührt von Jod^{125} und dem Bleikollimator her. Bei knapp 200 keV ist noch eine Linie von Jod^{123}. Das Hintergrundskontinuum wird von angeregten Kernen und dem Zerfall von Jod^{128} erzeugt (Gruber, priv. com.).

Mask. Die Positionsempfindlichkeit erreicht man dadurch, daß man nicht einen einzelnen Draht durch das Zählrohr zieht, sondern ein ganzes Geflecht. Je nachdem in welchem, bzw. welchen Drähten nachher ein Ladungsimpuls detektiert wird, läßt sich dann ein Muster rekunstruieren. Durch die Maske vor dem Detektor wird je nach Position der Quelle ein ganz spezifisches Muster in dem Detektor erzeugt, so daß man aus dem Muster die Herkunft des Photons bestimmen kann.

Der *ASM* ist ein kleines Instrument und dient nur zur Entdeckung von sehr hellen Quellen. Er besteht aus drei positionsempfindlichen Proportionalzählrohren, die mit Xenon und Kohlendioxid als Zählgas betrieben werden. Jeder PSPC hat eine Fläche von lediglich 30 cm^2, insgesamt hat er also weniger als 100 cm^2 effektive Fläche. Auch der Energiebereich ist klein: er liegt gerade im Maximum der Empfindlichkeit von Gasproportionalzählern von 2 bis 10 keV.

Der *ASM* wird gemäß seiner Aufgabe der Himmelsüberwachung auch als Schwelle für sogenannte *Target of Opportunities – TOOs* eingesetzt, d.h. wenn er eine neu aufleuchtende Quelle entdeckt, so kann der Mission-Scientist sehr schnell entscheiden, ob sie diese Gelegenheit wahrnehmen und das neue Objekt mit dem *PCA* und *HEXTE* beobachten wollen, oder ob die gerade laufende Beobachtung wichtiger ist.

4.4 Zusammenfassung

Der Röntgensatellit *RXTE* bietet im Niederenergie-Bereich dank einer bislang einmalig großen effektiven Fläche von über 6000 cm^2 bei hellen Quellen wie Vela X-1 oder Hercules X-1 sehr hohe Zählraten mit sehr kleinen Fehlern, die eine exzellente Statistik ermöglichen. Durch das zweite Instrument *HEXTE* kann die Quelle gleichzeitig auch im Hochenergiebereich bis 250 keV beobachtet werden. Zudem wird fast der gesamte Himmel mehrmals täglich von dem *ASM* abgerastert, so daß ein sehr schnelles Reagieren auf neue Quellen möglich ist.

Getrübt wird dieses Bild zum Einen dadurch, daß die Kalibration des Instruments *PCA* auch mehr als ein Jahr nach dem Start nicht abgeschlossen ist, so daß die Repsonsematrix einen Fehler von zwei Prozent aufweist. Und auch nach Berücksichtigung dieser Fehler zeigen sich in den Residuen der spektralen Fits immer wieder die gleichen Features (siehe Abb. 5.25 z.B. $\sim$11 keV). Da das Hintergrundsmodell auch noch nicht zuverlässig arbeitet, kann man bei hellen Quellen nur einen verhältnismäßig kleinen Energiebereich von 5 bis etwa 30 keV benutzen. Oberhalb und unterhalb tauchen auch nach Abzug eines Hintergrundes, der aus Daten während der Erdbedeckung gewonnen wurde, im Spektrum hintergrundstypische Features auf. Bei schwachen Quellen wie den Kernen Aktiver Galaxien (AGN) oder schwachen Röntgen-Doppelsternen (wie RXJ 1940) werden die unvollständig entfernten Hintergrundsfeatures zu einem echten Problem, bzw. machen die Auswertung der Daten unmöglich. Insbesondere können Lichtkurven nicht hinreichend gut von Hintergrunds-Ereignissen befreit werden, so daß Lichtkurven nur bei helle Quellen auswertbar sind. Da der Hintergrund auch zeitlich variiert, ist ein Abzug eines Mittelwertes für Lichtkurven nur mäßig sinnvoll.

Zudem sind zwei der fünf Detektoren des *PCA* nicht mehr ganz in Ordnung, so werden die Detektoren #4 und #5 regelmäßig vorsorglich abgeschaltet bzw. bleiben nach einem SAA Durchgang für einen ganzen Orbit abgeschaltet, da in einem drei Tages Rhythmus stark überhöhte Zählraten in diesen Detektoren festgestellt wurden. Inzwischen werden diese beiden Detektoren nur noch auf Verlangen des Beobachters aktiviert.

Ähnliches galt lange Zeit auch für *HEXTE*; inzwischen scheinen die Responsematrizen aber ziemlich verläßlich zu sein. Durch den Ausfall eines Detektors und die unerwartet hohe Totzeit ist die effektive Fläche von *HEXTE* wesentlich geringer, als vor dem Start erhofft wurde. Sie liegt in dem Bereich der *HEXE*, die schon seit 1986 an Bord der russischen Raumstation *MIR* im Orbit ist.

Wie weiter oben dargelegt, ist die Totzeitkorrekur bei diesem Instrument sehr wichtig, aber die dafür notwendige Software steht erst seit Anfang März 1997 zur Verfügung und das nur in sehr rudimentärer Form; sie erlaubt keinerlei Auswahl der Daten durch den Benutzer. Diese für die spektrale Untersuchung sehr wichtige Möglichkeit mußte erst selber programmiert werden.

Des weiteren ist der Hintergrund wesentlich stärker und insbesondere nicht gleichmäßig, wie es vor dem Start vorhergesagt wurde (vergleiche dazu das simulierte Spektrum von Gruber et al. (1996) und die gezeigten Spektren in dieser Arbeit, insbesondere auch Abb. 4.13).

Das ganze Softwarepaket sowohl für *HEXTE*, als auch für den *PCA*, ändert sich in monatlichen Abständen, was nicht gerade vorteilhaft für den Anwender ist.

Kapitel 5

Vela X-1

5.1 Das System

Die Röntgenquelle Vela X-1[1] wurde bereits 1967 während eines Raketenfluges im Sternbild Vela (siehe Abb. 5.1) entdeckt (Chodil et al. 1967). Das Sternbild Vela (deutsch Segel), ein Sternbild der Südhalbkugel, ist ein "junges Sternbild". Es gibt es erst seit 1763, als das Sternbild *Argo Navis* von dem frz. Astronomen Nicolas Louis de Lacaille in die vier Sternbilder *Carina* (Kiel), *Puppis* (Heck), *Pyrix* (Kompaß) und *Vela* aufgespalten wurde (Ridpath 1991). Sechs Jahre nach der Entdeckung von Vela X-1 gelang es Hiltner (1973) und Vidal, Wickramasinghe & Peterson (1973) den blauen Überriesen HD 77581 als den Begleiter von Vela X-1 zu identifizieren, nachdem HD 77581 bereits als heißer Kandidat von Brucato & Kristian (1972) ins Spiel gebracht und die Doppelsternnatur von Hiltner & Werner (1972) zuvor nachgewiesen worden war. Im gleichen Jahr entdeckten Ulmer et al. (1972) Helligkeitsschwankungen mit einer Periode von etwa neun Tagen bei HD 77581. Forman et al. (1973) führten diese dann auf die Bedeckung durch einen Begleiter zurück und bestimmten die Periode zu 8.96 Tagen. Bei manchen Röntgen-Doppelsternen (z.B. bei Hercules X-1) beobachtet man Modulationen des UV-Flusses in Korrelation mit der Orbital-Periode des Neutronensterns, den Beleuchtungseffekt (siehe Abschnitt 2.2.1). Da aber HD 77581 ein blauer Überriese ist, hat er sein Strahlungsmaximum bereits im UV-Bereich, so daß eine Detektion erschwert wird. Payne & Coe (1987) fanden bei einer von drei Beobachtungen eine Variation von 15–20 % im fernen UV-Kontinuum, ebenso berichtete Steiner (1977) über Pulsationen auf 2 %-Niveau. Hingegen stellten Nelson, Córdova & Middleditch (1979) eine obere Grenze für breitbandige Pulsationen von 0.02 % und Charles et al. (1978) im V-Band von 0.4 % fest. Payne & Coe (1987) interpretieren diese unterschiedlichen Ergebnisse so, daß die beobachteten Variationen von dem Begleitstern selber stammen, der als B-Stern variabel ist.

Da es möglich ist, in einem Doppelsternsystem die Massen der beiden Sterne zu bestimmen, gelang es Rappaport, Joss & McClintock (1976) weitere zwei Jahre später, die Masse des Begleitsterns HD 77581 zu mehr als 21 $M_\odot$ und eine untere Massengrenze für das kompakte Objekt zu 1.8 $M_\odot$ zu bestimmen. Im gleichen Jahr entdeckten McClintock et al. (1976) (bzw. Rappaport & McClintock 1975) Pulsationen mit einer Periode von $\sim$283 Sekunden. Die hohe Regelmäßigkeit der Pulse schließt ein Schwarzes Loch als kompaktes Objekt aus (McClintock et al. 1976). Da die Masse des kompakten Objekts mit $\sim$1.8 $M_\odot$ (siehe Tabelle 5.1) auch unter Berücksichtigung der Fehler immer noch wesentlich höher als die Höchstmasse eines Weißen Zwerges ist, handelt es sich bei der Röntgenquelle um einen Neutronenstern.

Aus der Länge der Bedeckung der Röntgenquelle ergibt sich der Radius des Begleiters zu gut 30 Sonnenradien. Morgan, Code & Whitford (1955) hatten den Spektraltyp von HD 77581 bereits 1955 bei einer Himmelsdurchmusterung zu B0.5Ib bestimmt, was sehr gut zu den beobachteten Werten von Masse und Radius paßt.

[1] Häufig wird Vela X-1 auch mit seiner *UHURU*-Katalognummer bezeichnet : 4U 0900–40.

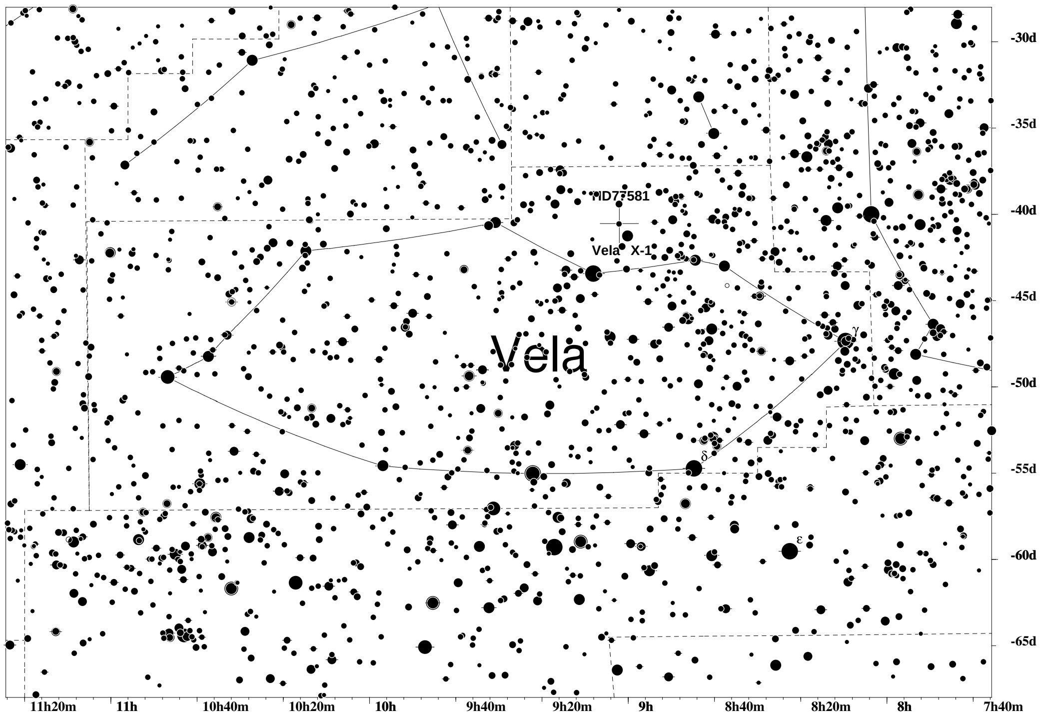

Abbildung 5.1: Die Lage von Vela X-1 im Sternbild Vela. Die Karte wurde mit dem Programm von Couterman & Paeth (1997) erstellt und dann nachbearbeitet.

Die zur Zeit aktuellen Werte für das System sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Mit der Masse des Begleiters von über $20\,M_\odot$ ist auch die Klassifizierung des Systems als HMXB eindeutig. Da $\sim 30\,R_\odot$ selbst für einen so massereichen B-Stern wie HD 77581 sehr viel sind, ist dieser Stern bereits entwickelt und beginnt seinen Roche Lobe, der nach Joss & Rappaport (1984) und Nagase et al. (1986) bei ungefähr 34 Sonnenradien liegt, allmählich zu füllen. Die Untersuchung breitbandiger Spektren (vom optischen über den UV bis zum Röntgenbereich Dupree et al. 1980) zeigen, daß HD 77581 über einen Sternwind (Hutchings 1976) verfügt, der dazu führt, daß HD 77581 jedes Jahr ungefähr $4 \cdot 10^{-6}\,M_\odot$ verliert (Nagase et al. 1986). Dieser Massenverlust des B-Sterns ist hoch genug, um die beobachteten Röntgenleuchtkräfte erklären zu können: um eine Röntgenquelle am Eddington-Limit strahlen zu lassen, genügen nach Gleichung 3.14 bereits $10^{-9}\,M_\odot$. Auch wenn das kompakte Objekt nach Gleichung 2.5 nur einen kleinen Teil des Windes akkretiert, ist das immer noch genug, um die beobachteten Röntgenleuchtkräfte erklären zu können (Conti 1978 und Kallman & White 1982). Damit ist Vela X-1 ein typischer Vertreter der Klasse der windakkretierenden massereichen Röntgen-Doppelsterne.

Da der Neutronenstern vom Zentrum des Begleiters einen mittleren Abstand von ~ 53 Sonnenradien hat, dieser aber bereits einen Radius von $\sim 30\,R_\odot$ hat, befindet sich der Neutronenstern insbesondere im Periastron sehr dicht "oberhalb" des B-Sterns und ist somit stark in dessen dichten Wind eingebettet. Eine maßstabsgetreue Skizze des Systems ist in Abb. 5.2 wiedergeben. Nicht berücksichtigt ist in dieser Abbildung die ballonartige Verformung des Begleiters durch das Roche-Potential.

Durch viele Beobachtungen über einen langen Zeitraum hinweg gelang es, den Orbit des Neutronensterns um den B-Stern gut zu bestimmen (Boynton et al. 1986), um damit dann wiederum dessen genaues zeitliches Verhalten (bzw. dessen Änderung) zu untersuchen (Deeter et al. 1989).

Tabelle 5.1: Die Systemparameter von Vela X-1 und HD 77581.

Neutronenstern Vela X-1		
Parameter	Wert	Referenz
Leuchtkraft	$(3-5)\cdot 10^{39}$ erg/s	Nagase et al. (1986)
Masse	$1.9^{+0.7}_{-0.5}$ $M_\odot$	van Kerkwijk et al. (1995)
Rotationsperiode	$283.09^{+0.01}_{-0.01}$ sec	Tsunemi (1989)

Begleitstern HD 77581		
Parameter	Wert	Referenz
Spektraltyp	B0.5Ib	Morgan, Code & Whitford (1955)
Leuchtkraft	$1.3\cdot 10^{39}$ erg/s	Nagase et al. (1986)
Masse	$23.5^{+2.2}_{-1.5}$ $M_\odot$	van Kerkwijk et al. (1995)
Radius	$30.0^{+1.8}_{-1.9}$ $R_\odot$	van Kerkwijk et al. (1995)
Effektivtemperatur	25.000^{+1000}_{-1000} Kelvin	Sadakane et al. (1985)
Massenverlust	$\sim 4\cdot 10^{-6}$ $M_\odot$/yr	Nagase et al. (1986)
Rotationsperiode	13.5 d	Zuiderwijk (1995)

Doppelsternsystem		
Parameter	Wert	Referenz
Umlaufperiode P_{orb}	8.964416 d	van Kerkwijk et al. (1995)
$P_{orb}/\dot{P}_{orb}$	$< 1.9\cdot 10^{-5}$	van Kerkwijk et al. (1995)
Exzentrizität e	$0.089^{+0.003}_{-0.003}$	Nagase (1989)
Inklination i	$\geq 73°$	van Kerkwijk et al. (1995)
Bedeckungsdauer	$1.69^{+0.06}_{-0.06}$ d	Watson & Griffiths (1977)
Entfernung	$1.9^{+0.2}_{-0.2}$ kpc	Nagase et al. (1986)
mittlerer Abstand a	$52.9^{+0.9}_{-0.8}$ $R_\odot$	Nagase (1989)
Rektaszension RA	$9^h 2.11322^m$	
Deklination DEC	–40°.5547981	

Da die Röntgenquelle in den Wind des Begleiters eingebettet ist, wird die Röntgenstrahlung teilweise von dem Windmaterial absorbiert. Zusätzlich beobachteten Haberl & White (1990) eine mit zunehmender Phase immer stärkere Absorption. Auch in dieser Arbeit wird eine im Laufe der Beobachtungen (siehe Tab. 5.2) eine stark zunehmende Absorption beobachtet (siehe Tab. 5.10). Haberl & White (1990) schlossen aus ihren Beobachtungen, daß dem Neutronenstern ein dichter Gasstrom folgt, der mit zunehmender Orbitalphase für die verstärkte Absorption verantwortlich ist. Sie beobachteten auch eine plötzlich um fast eine Zehnerpotenz angestiegene Wasserstoff-Säulendichte von $1.5\cdot 10^{22}$ Wasserstoffatomen pro cm^2 auf $5\cdot 10^{23}$ Wasserstoffatomen pro cm^2, Pan et al. (1994) beobachteten sogar ein N_H von $7\cdot 10^{23}$ Wasserstoffatomen pro cm^2. In diesem Zusammenhang vermuteten Haberl & White (1990) auch die zeitweilige Bildung einer Akkretionsscheibe um den Neutronenstern, wie sie von Taam & Fryxell (1988) für einen aus dem Wind akkretierenden Neutronenstern wie Vela X-1 aus theoretischen Rechnungen abgeleitet worden war.

Aus Beobachtungen der Hβ-Linie von HD 77581, zeichneten Kaper, Hammerschlag-Hensberge & Zuiderwijk (1994) schließlich folgendes Bild (siehe Abb. 5.3): Da diese Linie mit zunehmender Orbital-Phase immer stärker absorbiert wird, schlossen sie, daß dem Neutronenstern eine *Photoionisations-Welle* folgt, die die Linie (und wohl auch die Röntgenstrahlung) absorbiert. Der Neutronstern zieht eine schon in Abschnitt 2.2.2 angesprochenen Akkretionswelle hinter sich her. Zusätzlich ziehen sie die Möglichkeit eines Materiestroms zwischen der Photoionisations-Welle und dem Neutronenstern in Betracht. In Abb. 5.3 ist die Position des Beobachters für verschiede-

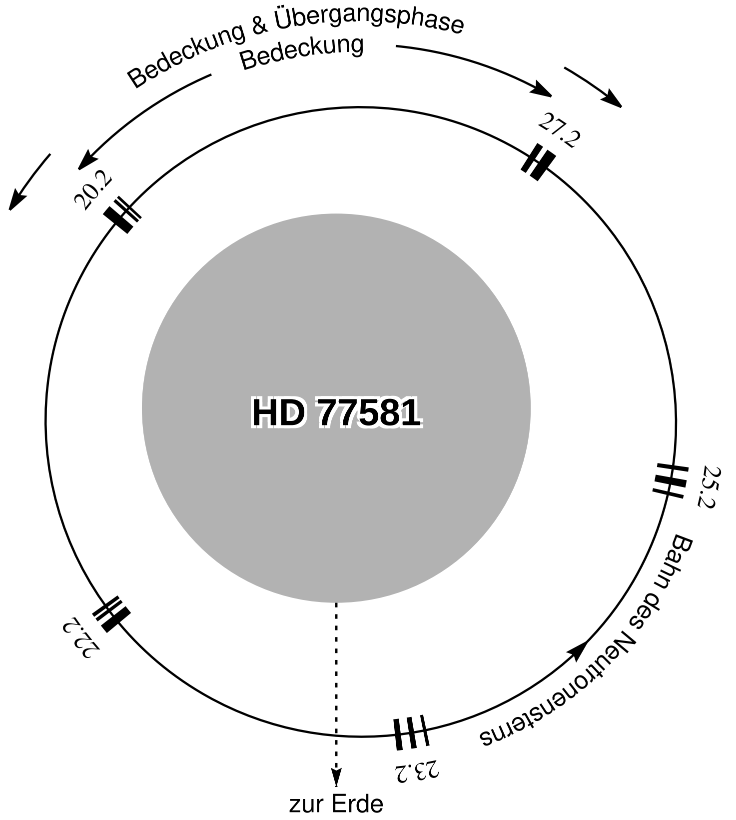

Abbildung 5.2: Skizze des Systems Vela X-1 und HD 77581. Die Markierungen stellen die Lage der Beobachtungen mit *RXTE* in der Orbitalphase dar (von Kretschmar, priv. com., leicht überarbeitet).

ne Phasen dargestellt. Das jeweilige Bild deckt sich mit den Beobachtungen im Röntgen-Bereich: bei Phase 0.25 sieht der Beobachter den Neutronenstern direkt – es sollte kaum Absorption zu beobachten sein. Bei Phase 0.5 blickt der Beobachter "von der Seite" auf den Neutronenstern, dazu muß er lediglich durch die Akkretions-Welle hindurchsehen – nur sehr wenig Absorption. Bei Phase 0.75 muß er sowohl durch den Photoionisations-Welle, als auch den hypothetischen Materiestrom hindurchsehen – es ist starke Absorption zu beobachten. Die aus diesem Bild abgeleiteten Vorhersagen decken sich sehr gut mit den Beobachtungen: siehe Tab. 5.10. Dieses Bild deckt sich auch mit den Analysen der Lichtkurven von HD 77581 durch Tjemkes, Zuiderwijk & van Paradijs 1986; sie stellten fest, daß sich die Lichtkurve nicht mit dem normalen Modell für einen HMXB beschreiben läßt. Sie führten die Abweichungen auf die Anwesenheit von Gasströmen im System HD 77581/Vela X-1 zurück.

Das Spektrum von Vela X-1 ist typisch für einen Röntgen-Doppelstern. Es besteht aus mehreren Komponenten: Kontinuum, Absorption sowie Emissions- und Absorptionslinien. Das Kontinuum läßt sich gut mit einem Potenzgesetz beschreiben, das ab etwa 25 keV (Staubert et al. 1980, Bautz et al. 1983 und Kretschmar 1996) mit einem weiteren exponentiellen Faktor modifiziert wird, dem sog. spektralen Abbruch (die verschiedenen Modelle werden in Abschnitt 5.5 beschrieben). Bei 6.4 keV weist das Spektrum eine starke Eisen Fluoreszenzlinie auf (Nagase et al. 1986), die sogar während der Bedeckung (während der die Röntgenintensität auf ein paar Prozent zurückgeht) durch den Begleiter beobachtet werden kann (Sato et al. 1986 und Nagase et al. 1994). Im Niederenergetischen unterhalb von 3 keV wird ein starker *soft–excess* beobachtet (Lewis et al. 1992). Aber auch im Hochenergiebereich kann Vela X-1 noch beobachtet werden: Raubenheimer et al. (1989) und Carramiñana et al. (1989) beobachteten VHE-Strahlen ($\sim$300 GeV) von Vela X-1, die mit der Pulsphase korreliert sind. Damit ist Vela X-1 die einzige Quelle mit einer ständigen ge-

Abbildung 5.3: Die verschiedenen Strukturen im System Vela X-1/HD 77581. Zusätzlich ist noch die Position des Beobachters für drei verschiedene Phasen eingezeichnet (Kaper, Hammerschlag-Hensberge & Zuiderwijk 1994).

pulsten VHE-Strahlung. Darüberhinaus wurde inzwischen sogar die Beobachtung TeV-Strahlung von Vela X-1 berichtet (Raubenheimer et al. 1994).

Von besonderem Interesse bei Vela X-1 ist die Frage der Existenz und Lage der Zyklotron-Absorptionslinien. Ähnlich wie bei Hercules X-1 werden auch bei diesem Röntgen-Doppelstern mehrere derartige Linien vermutet; eine Absorptionslinie wurde zum ersten Mal von Mony (1991) in phasenaufgelösten Spektren aus *HEXE* Daten bei $\sim$50 keV gefunden; zuvor waren bereits Abweichung vom erwarteten Kontinuum von Mony et al. (1989) berichtet worden. In der Dissertation von Kretschmar (1996) wurden neben *HEXE* auch *TTM* Daten ausgewertet; er fand außer einer Linie bei $\sim$50 keV auch eine Linie bei $\sim$25 keV (siehe auch Kretschmar 1996), die die fundamentale und erste harmonische Zyklotron-Absorptionslinie sein könnten. Diese untere Linie wurde auch von Mihara (1995a) in *Ginga* Daten bei $\sim$23 keV gefunden und von Mihara (1995b) bestätigt. Choi et al. (1996) hingegen fanden eine Zyklotron-Absorptionslinie in phasenaufgelösten *Ginga* Daten bei $\sim$30 keV. Von Laurent et al. (1995) wird sogar die Entdeckung der zweiten Harmonischen bei $\sim$75 keV vermutet.

Nicht nur im spektralen Bereich zeigt Vela X-1 ein in mancher Hinsicht sehr interessantes Verhalten: das die Röntgenintensität auf Zeitskalen von Stunden bis Tagen variabel ist, war schon sehr früh bekannt (Watson & Griffiths 1977, Charles et al. 1978). So werden Ausbrüche beobachtet, bei denen die Intensität innerhalb weniger Sekunden auf ein Mehrfaches der normalen Röntgenintensität ansteigt (siehe Abb. 5.5) und die dann bis zu 45 Minuten lang anhalten können (Tanaka 1986). Genauso kann die Intensität auf wenige Prozent der normalen Stärke zurückgehen und über Minuten bis Stunden auf diesem Niveau bleiben (Inoue et al. 1984 und Kallman & White 1982, sowie Lapshov et al. 1992). Bemerkenswert ist, daß sich das Spektrum bei einem solchen Rückgang *nicht* ändert (Inoue et al. 1984). Durch was dieses Phänomen auslöst wird, ist nicht klar. Die Vermutungen reichten sogar bis zur Existenz eines Planeten, der den Neutronenstern kurzfristig bedeckt (Hayakawa 1984). Einzelne dichte Wolken des Gasstroms bzw. eine erhöhte zirkumstellare Absorption sind für die *kurzfristigen* Rückgänge verantwortlich (Charles et al. 1978; Becker et al. 1978), nicht aber für dieses eigenartige Phänomen, da sich hierbei das

Tabelle 5.2: Zeitpunkt, Phase und Dauer der Beobachtungen von Vela X-1 mit *RXTE*. PI Peter Kretschmar benutzte die Ephemeriden von Nagase (1989), um die orbitale Phase zu bestimmen. Die *HEXTE*-Beobachtungenslängen sind totzeit-korrigiert.

Nr.	Datum	JD (Beobachtungsmittelpunkt)	Orbital-Phase	Dauer (*PCA*)	Dauer (*HEXTE*)
#1	20.02.96	2447486.32	0.097–0.108	5760 s	—
#2	22.02.96	2447491.29	0.311–0.324	6048 s	3704 s
#3	23.02.96	2447492.34	0.492–0.509	5696 s	2472 s
#4	25.02.96	2448270.24	0.701–0.717	5536 s	1389 s
#5	27.02.96	2448270.24	0.884–0.895	5820 s	4770 s
#6	29.02.96	2448270.24	0.110–0.123	6660 s	—

Spektrum nicht ändert. Inoue et al. (1984) schlugen entweder Schwankungen im Wind oder einen plötzlich stark erhöhten Drehimpuls vor. Taam & Fryxell (1988) wiesen durch hydrodynamische Rechnungen nach, daß die Akkretion aus dem Wind nicht gleichförmig erfolgt und es somit zu Phasen hoher (Ausbrüche) und geringer (Silent-Zustände) Akkretion und sogar zur zeitweiligen Bildung einer Akkretions-Scheibe kommen kann.

Außerdem wurde bei Vela X-1 ein *bow-shock* entdeckt (Kaper et al. 1997). Das zeigt, daß das System Vela X-1/ HD 77581 mit Überschall-Geschwindigkeit durch das interstellare Medium "pflügt". So hohe Geschwindigkeiten sind ansonsten nur von den OB-Runaway Sternen bekannt; Vela X-1 ist der einzige HMXB, von dem so hohe Geschwindigkeiten berichtet wurden. Die Ursache für diese hohe Geschwindigkeit könnte die Supernova-Explosion von Vela X-1 gewesen sein. Als Ursprungsort für das Gespann bietet sich die Vel OB Assoziation an, die etwa 7° entfernt ist. Für diese Strecke bräuchten Vela X-1/ HD 77581 ca. 2.5 Millionen Jahre – genau die Zeit, vor der der Vorgänger-Stern von Vela X-1 in einer Supernova explodierte (Kaper et al. 1997).

5.2 Beobachtungen

Trotz der zahlreichen schon bekannten Fakten über Vela X-1 blieben (und bleiben) dennoch viele Fragen offen. So ist das Röntgenspektrum mangels entsprechender Instrumente bis Anfang 1996 nicht gut genug untersucht worden, um die Frage der Existenz der zwei vermuteten Zyklotron-Absorptionslinien zu klären (Kretschmar 1996, Mihara 1995a, Kretschmar et al. 1996 und andere Arbeiten). Mit dem Röntgensatelliten *RXTE* ist ein für diese Frage gut geeignetes Instrument verfügbar. Mit dem *Principal Investigator (PI)* Peter Kretschmar und mehreren weiteren CoIs (R. Staubert, M. Maisack, E. Kendziorra, W. Heindl, R. Rothschild, D. Gruber, und J. E. Grove) wurde ein gemeinsames *Proposal* für die Beobachtung von Vela X-1 mit *RXTE* geschrieben und gewonnen.

Wegen der großen effektiven Flächen, die *RXTE* bietet, zeigten Simulationen, daß im Vergleich zu Beobachtungen mit bisherigen Instrumenten kurze Beobachtungszeiten ausreichen sollten, um die Frage der Zyklotron-Absorptionslinien klären zu können.

Um die Veränderung des Spektrums im Verlauf eines ganzen Orbits des Neutronensterns studieren zu können, wurden fünf gleichmäßig über den ganzen Orbit verteilte Beobachtungen mit je $\sim$5000 Sekunden Netto-Beobachtungszeit beantragt, wobei die Bedeckung von Vela X-1 durch den Begleiter ausgeschlossen wurde (siehe Abb. 5.2). *RXTE* führte diese Beobachtungen vom 20. Februar bis 28. Februar 1996 durch. Das jeweilige Datum, die zugehörige Orbitalphase und das Julianische Datum sind in Tabelle 5.2 wiedergegeben.

Es stellte sich jedoch heraus, daß die Beobachtung #1 etwas zu früh erfolgte, so daß der Neutronenstern sich noch in der Bedeckung befand. Eine derartige Beobachtung ist zwar zur Untersu-

Tabelle 5.3: Das Binning der *HEXTE*-Daten. Der Faktor gibt an, wieviele Kanäle zu einem neuen Kanal zusammengefaßt wurden.

Bereich Nr.	Kanäle von	bis	Faktor
1	20	39	4
2	40	63	6
3	64	103	8
4	104	153	10
5	154	255	20

chung des Windes sehr interessant, aber zur Beantwortung der ursprünglichen Fragestellung unbrauchbar. Deshalb wurde am 29. Februar eine Ersatzbeobachtung in fast der gleichen Phasenlage durchgeführt (siehe Tab. 5.2). Diese letzte Beobachtung ist aber bis zur Erstellung dieser Arbeit rund 1 1/2 Jahre später nicht geliefert worden. Damit stehen zur Untersuchung des Spektrums von Vela X-1 die Beobachtungen #2 bis #5 zur Verfügung.

Wegen der Probleme mit dem Hintergrundsmodell bei dem Niederenergie-Instrument *PCA* wurde nicht, wie vorgesehen, das Hintergrundsmodell zur Bestimmung eines Hintergrundes benutzt, sondern Daten die während der Bedeckung der Quelle durch die Erde gewonnen wurden. Um sicher zu gehen, daß der Hintergrund keine Quell-Ereignisse mehr beinhaltet, wurden nur Daten benutzt, die gewonnen wurden, solange die Quelle mindestens 5 Grad unter dem Horizont stand. Umgekehrt für die On-Source-Daten: Es wurden nur Daten verwendet, wenn Vela X-1 mindestens 10 Grad über dem Horizont stand, um eventuelle Streuereignisse aus der Atmosphäre zu eliminieren. Bei *HEXTE* gibt es derartige Probleme nicht.

Von den vielen Beobachtungsmodi von *RXTE* wurden für den *PCA* der *Standardmode1* und *Standardmode2* und ein *Binned mode* und für *HEXTE* der Normalmodus gewählt. Der Standardmode2 des *PCA* bietet eine Zeitauflösung von 16 Sekunden und das Spektrum wird in 128 Kanäle aufgelöst. Der Standardmode1 hingegen bietet eine Zeitauflösung von einer Zehntelsekunde, aber keinerlei spektrale Information. Bei dem Binned mode wurde eine Zeitauflösung von 250 Millisekunden mit der gleichen spektralen Auflösung wie bei dem Standardmode gewählt. Wegen dieser höheren Zeitauflösung wurde der Binned Mode auch zur Erstellung der Spektren benutzt, da SAA und Bedeckungszeit sehr viel genauer herausgeschnitten werden können. Da aber die Hintergrundsdaten nicht im Binned Mode verfügbar sind, wurden hierfür die Standardmode2 Daten herangezogen. Dadurch kam es bei der Datenauswertung zu gewissen Komplikationen, die aber gelöst wurden. Da dieser Hintergrund nicht perfekt ist, unterhalb von 5 keV aber ein korrekter Hintergrund sehr wichtig ist, wurden alle Daten unterhalb von 5 keV ignoriert. Alle Daten oberhalb von 30 keV wurden ebenfalls nicht in die Auswertung einbezogen, da ab da deutliche Hintergrunds-Features im Spektrum sichtbar sind.

Aus den *HEXTE*-Daten wurden Lichtkurven in 0.1 Sekunden Bins erzeugt. Ein Spektrum von *HEXTE* enthält 256 Kanäle über den Energiebereich von $\sim$5 bis 250 keV, wobei ein Kanal ungefähr ein keV breit ist. Der nutzbare Spektralbereich beginnt bei knapp 20 keV; daher wurden alle Daten unterhalb von 20 keV ignoriert. Da die Zählraten von *HEXTE* wesentlich geringer als die des *PCA* sind, mußten die Daten "rebinnt" werden, d.h. es wurden mehrere PHA-Kanäle zu einem neuen Kanal zusammengefa"3t. Um den stark abfallenden Zählraten zu höheren Energien zu begegnen, mußte dieses "Binning" stufenweise verstärkt werden. Oberhalb von $\sim$150 keV waren die Zählraten dann zu gering; diese Daten wurden ebenfalls nicht berücksichtigt. Es wurden verschiedene Binnings ausprobiert; das in Tabelle 5.3 angegebene Binning ist das für alle Spektren in dieser Arbeit benutzte.

Es stellte sich heraus, daß von den *HEXTE*-Daten nicht nur während Erdbedeckungen und SAA, sondern auch während anderer Zeiten Daten fehlen. In den Beobachtungen zwei, drei und vier

Tabelle 5.4: Die Perioden für die vier Beobachtungen. Da die Fehler verhältnismäßig groß sind ($\sim\pm1.7$ sec), wurde im weiteren der Literaturwert von 283.0 sec verwendet.

Nr.	Datum	Integrationszeit [s]	Periode [s]
#2	22.02.1996	6048	282.94
#3	23.02.1996	5696	283.24
#4	25.02.1996	5536	283.39
#5	27.02.1996	6660	283.35

wurden mehrere Tausend Sekunden lang keine Daten aufgezeichnet, obwohl der *PCA* nach SAA und Erdbedeckung bereits wieder im Betrieb war. Das führte zu den in Tab. 5.2 stark unterschiedlichen Beobachtungslängen zwischen *PCA* und *HEXTE* und auch der *HEXTE* Beobachtungen untereinander. Der große Nachteil ist, daß damit dem Instrument mit den geringeren effektiven Flächen zusätzlich noch ein nicht unbeträchtlicher Teil der Beobachtungszeit fehlt. Diese Daten sind nach Gruber (priv. com.) vom *RXTE*-Datenzentrum noch nicht prozessiert worden und werden nachgeliefert.

5.3 Die Pulsperiode

Schon 1975/76 bestimmten Rappaport & McClintock (1975) und McClintock et al. (1976) die Periode zu $\sim$283 Sekunden. Seitdem ist die Periode von Vela X-1 sehr häufig bestimmt worden. Aus einem Vergleich der Messungen ergibt sich, daß die Pulsperiode bis etwa 1980 ständig geringer wurde: lagen die ersten Messungen nur knapp unter 283.0 (Nagase 1989) so lag sie 1979 unter 282.8 (Molteni et al. 1982); der Neutronenstern rotierte also ständig schneller. Seit 1980 jedoch nimmt die Periode wieder stetig zu (Raubenheimer & Ögelmann 1990 und Tsunemi 1989); die neuesten Ergebnisse bstätigen dies (Kretschmar 1996, Loznikov, Konorkina & Melioranskii 1992a und Lapshov et al. 1992). Auch die aus den Daten dieser Arbeit gewonnen Perioden (siehe Tabelle 5.4) bestätigen diesen spin-down Trend: die durchschnittliche Periode liegt bei 283.23 Sekunden. Auch im TeV-Bereich wurden Pulsationen von Vela X-1 festgestellt (North et al. 1987); die daraus gewonnen Pulsperioden sind allerdings nicht genau genug, um mit den bisherigen Werten verglichen werden zu können (Tsunemi 1989).

Der Übergang 1980 vom *spin-up* zum *spin-down* wird sehr ausführlich von Deeter et al. (1989) dokumentiert; die Entwicklung der Pulsperiode seit deren Bestimmung 1976 bis heute ist in verschiedenen Arbeiten graphisch dargestellt (Kretschmar 1996, Raubenheimer & Ögelmann 1990, Nagase 1989 usw.).

Zu dieser Änderung kommt die hohe Variablität von Vela X-1 auf Zeitskalen von Minuten, Stunden und Tagen (Nagase et al. 1984b und Abschnitt 5.4). Damit ist die exakte Bestimmung der Pulsperiode schwierig. Diese Variationen werden nach Nagase et al. (1984b) von Inhomogenitäten im Wind des Begleiters hervorgerufen und können mit dem *"random walk"* Modell, erklärt werden (Boynton et al. 1984 und Nagase et al. 1984a). Dieses Modell erklärt auch die Änderung auf Zeitskalen von Jahren von spin-up zu spin-down (Tsunemi 1989).

Außer der Rotationsperiode von 283 Sekunden finden sich in dem Frequenzspektrum noch die nächsten Harmonischen dieser Grundfrequenz. Besonders stark ist die erste Harmonische ausgeprägt; im Niederenergieband bis 11 keV konnten Raubenheimer & Ögelmann (1990) sogar die zwölfte Harmonische feststellen. Es fällt auf, daß die dritte Harmonische sehr schwach im Vergleich zur zweiten und vierten ausgeprägt ist (Orlandini 1993). Daraus schließt er, daß entweder der Winkel zwischen Rotationsachse und Magnetfeldachse oder der Winkel zwischen Rotationsachse und Sichtlinie ungefähr 90 Grad ist.

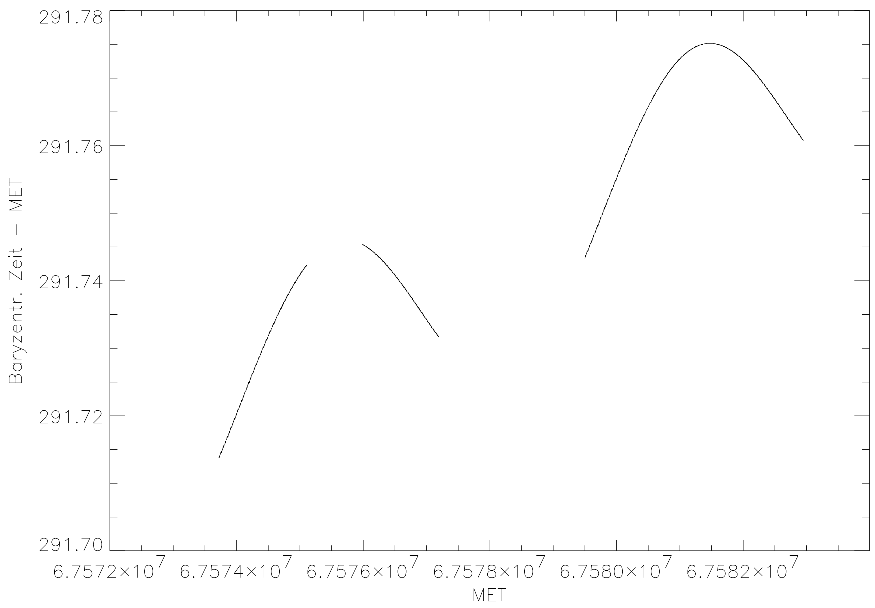

Abbildung 5.4: Darstellung des im Text besprochenen Effekts der Verschiebung der Lichtkurven durch die Bewegung des Satelliten und der Erde. Die beiden Lücken werden durch die SAA und die Bedeckung der Quelle durch die Erde verursacht (während dieser Zeitabschnitte werden keine hochaufgelösten Daten aufgezeichnet).

Aus den vorliegenden vier Beobachtungen wurden anhand der Daten des *PCA* die Pulsperioden mit dem Programm *XRONOS* bestimmt. Das Ergebnis ist in Tabelle 5.4 wiedergegeben. Da die Integrationszeit mit ∼5500 Sekunden je Beobachtung sehr kurz ist, ist die Genauigkeit entsprechend gering. Außer der schon angesprochenen starken Variabilität von Vela X-1, die eine Bestimmung der Pulsperiode an sich schon unsicher macht, kommt als weitere Erschwernis hinzu, daß jede Beobachtung mindestens einmal durch die Bedeckung der Quelle durch die Erde oder durch die SAA unterbrochen wird.

5.4 Lichtkurven und Pulsprofile

Interessiert man sich für das zeitliche Verhalten einer Quelle, dann summiert man alle Ereignisse in einem Zeitintervall, dem sog. *Bin*. Mit den daran anschließenden Zeitintervallen verfährt man genauso. Auf diese Weise geht zwar die gesamte spektrale Information verloren, aber dafür gewinnt man Informationen über die Veränderung der Quellintensität. Diese "Summe aller Ereignisse pro bin" rechnet man zweckmäßigerweise in *Ereignisse pro Sekunde* um. Reiht man diese Zählraten dann aneinander, so erhält man eine *Lichtkurve*.

In dieser Lichtkurve ist aber noch ein Fehler enthalten: *RXTE* bewegt sich alle ∼90 Minuten einmal um die Erde, die sich während einer und insbesondere zwischen zwei länger auseinander liegenden Beobachtungen von ihrem "Startpunkt" entfernt hat. Desweiteren bewegt sich der Neutronenstern um seinen Begleiter. Dadurch entstehen unerwünschte Verschiebungen in den Ankunftszeiten der Pulse. Es ist daher ratsam, alle Zeiten in ein Referenz-System umzurechnen: das Zentrum des Sonnen-Systems, bzw. des Quell-Systems. Plottet man die baryzentrisch korrigierte Zeit gegen die nicht korrigierte Zeit, so kann man die Bahn des Satelliten um die Erde und die Bahn des Neutronensterns um seinen Begleiter direkt sehen (siehe Abb. 5.4).

In Abb. 5.5 ist die gesamte Lichtkurve der Beobachtung #2 dargestellt. Die unter der Lichtkurve angegebene Zeit ist *Mission Elapsed Time – MET*. Das ist die Zahl der Sekunden seit "Beginn der

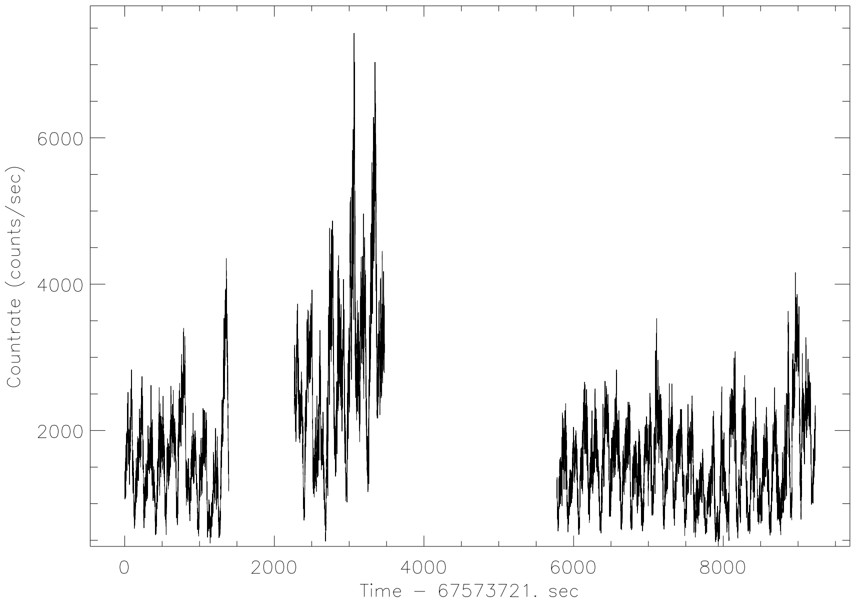

Abbildung 5.5: Lichtkurve des *PCA* der gesamten zweiten Beobachtung. Die erste Lücke wurde durch die Süd-Atlantische Anomalie verursacht, während der alle Detektoren ausgeschaltet werden (siehe Abschnitt 4.2). Die zweite Lücke entstand durch die Bedeckung von Vela X-1 durch die Erde.

Mission" am 1. Januar 1994. Dieses Datum ist relativ willkürlich festgelegt worden – die eigentliche Satelliten Mission begann erst im Januar 1996 (siehe Abschnitt 4). Die zur Umrechnung in MJD (Modified Julian Date) nötigen Konstanten sind im Header jedes Daten-Files enthalten.

An Besonderheiten sind in Abb. 5.5 zwei Lücken, und ein Ausbruch zwischen den beiden Beobachtungslücken zu sehen. Die erste Lücke wird durch die Südatlantische Anomalie verursacht, während der die Detektoren an Bord des Satellit abgeschaltet werden. Die zweite Lücke wurde durch die Bedeckung der Quelle durch die Erde verursacht. Da ein Satellitenorbit etwa 90 Minuten (∼5400 Sekunden) dauert, ist es bei der Position der meisten Quellen unvermeidlich, daß die Erde die Quelle eine Zeitlang bedeckt und so eine Lücke in der Lichtkurve verursacht.

Zwischen den beiden Lücken fand ein Ausbruch (engl. Flare) statt: die Zählrate steigt deutlich auf ungefähr das Dreifache des Normalniveaus an: liegt sie durchschnittlich bei ∼1800 Ereignisse pro Sekunde, so liegt sie bei diesem Flare bei über 6000 Ereignissen pro Sekunde (siehe Abb. 5.5 und Abb. 5.6); wie sich das Spektrum bei so einem Ausbruch im Vergleich zum Normalverhalten verändert, wird in Abschnitt 5.6.3 beschrieben.

Nach der zweiten Lücke, die durch die Bedeckung der Quelle durch die Erde verursacht wird, hat sich Vela X-1 wieder "beruhigt": die Zählrate ist wieder bei ∼1800 Ereignissen pro Sekunde und die Pulse machen einen relativ gleichmäßigen Eindruck.

Durch Vergrößern dieses ruhigen Abschnitts in Abb. 5.7 erkennt man aber die starken Puls zu Puls Variationen, die schon seit längerem bekannt sind (siehe Seite 62). Ein Puls scheint mit seinem Vorgänger nicht mehr viel gemein zu haben. Dabei ist zu Beachten, daß Vela X-1 *Doppelpulse* hat, d.h. während einer Umdrehung des Neutronensterns beobachtet man zwei Pulse. Bei höheren Energien unterscheiden sich diese allerdings kaum (siehe Abb. 5.11), so daß der Eindruck einer nur halb so langen Periode entsteht: ∼141 Sekunden statt ∼283 Sekunden; deshalb ging man ursprünglich auch von einer Periode von ∼141 Sekunden aus und erkannte erst nach Hinzunahme von Beobachtungen im Niederenergetischen, daß es sich um Doppelpulse handelt (McClintock et al. 1976). Zur Erstellung der gezeigten Lichtkurven wurde der gesamte Energiebereich des

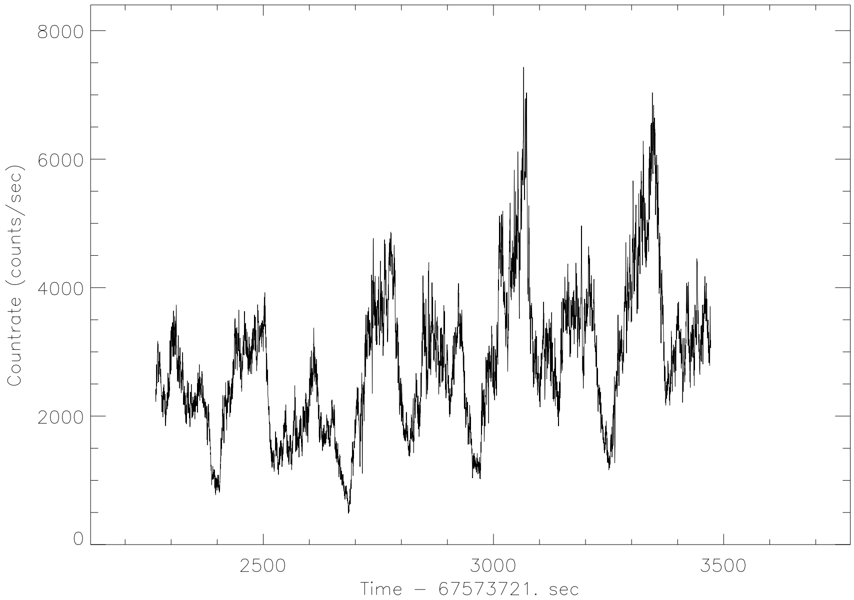

Abbildung 5.6: Lichtkurve des Ausbruchs in der Beobachtung #2. Die Zählrate ist um Faktor $\sim$3 höher als in der Ruhephase (vgl. Abb. 5.7).

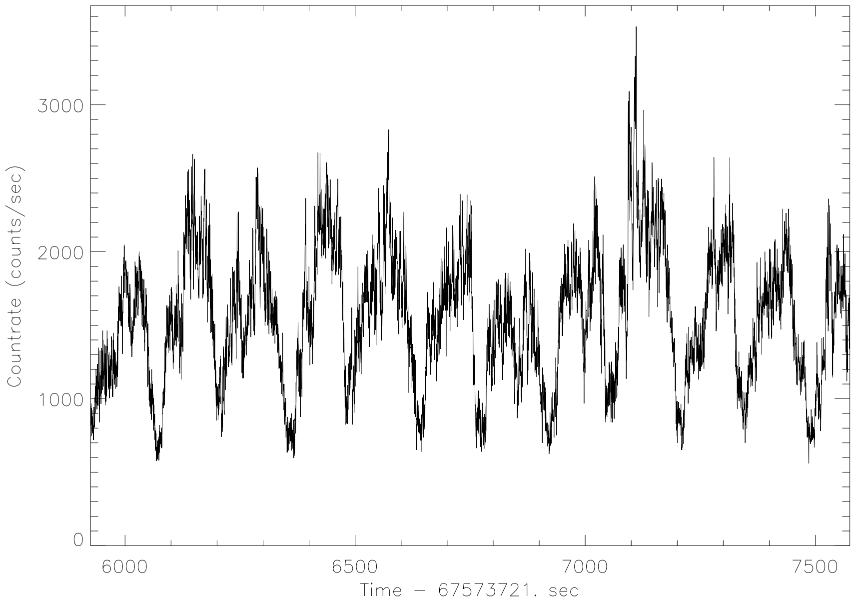

Abbildung 5.7: Ein Ausschnitt aus der *PCA*–Lichtkurve der letzten 3000 Sekunden der zweiten Beobachtung. Die Puls zu Puls Variationen sind auch im Ruhezustand deutlich zu erkennen.

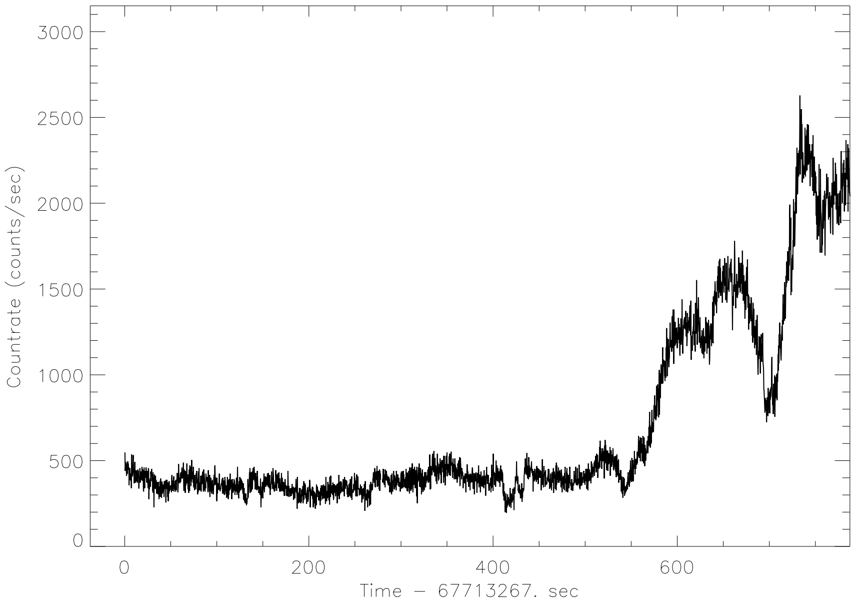

Abbildung 5.8: Beginn der Beobachtung #3. Nach ∼550 Sekunden fangen die Pulse fast schlagartig wieder an und erreichen nach einem Puls wieder normale Stärke.

Niederenergie-Instrumentes *PCA* verwendet. Ein Hintergrund wurde nicht abgezogen.[2]

Zu Beginn der dritten Beobachtung befand sich Vela X-1 in einem dieser bereits angesprochenen "Silent"–Stadien, in denen kaum Röntgenstrahlung zu beobachten ist (siehe Abb. 5.8) und die mehrere Stunden dauern können (Lapshov et al. 1992). Während der Ruhephase sind kaum Pulse zu beobachten, auch das Pulsprofil ist nicht aufschlußreich. Das Spektrum dieses Abschnittes wird in Abschnitt 5.6.4 diskutiert. Ungefähr 550 Sekunden nach Beginn der Beobachtung steigt die Zählrate innerhalb eines Doppelpulses wieder auf Normalhöhe an.

Im Rest der Lichtkurve von Beobachtung #3, sowie in den Beobachtungen #4 und #5 gab es keine weiteren ungewöhnlichen Vorkommnisse; natürlich gab es jeweils ein oder zwei Unterbrechungen durch die SAA oder durch die Bedeckung der Quelle durch die Erde.

Faltet man diese Lichtkurven mit den zuvor bestimmten Pulsperioden, erhält man gemittelte *Pulsprofile*.

Wie in Abb. 5.7 ersichtlich, unterscheiden sich die einzelnen Pulse selbst im "Ruhezustand" stark voneinander; erstaunlicherweise bleibt das über viele Pulse gemittelte Pulsprofil vergleichsweise stabil (wie für den Hochenergieteil bereits von Staubert et al. (1980) festgestellt wurde).

In Abb. 5.9 sind die mittleren Pulsprofile aller vier Beobachtungen wiedergegeben. Die Pulsprofile wurden aus den *PCA*-Daten mit 250 Millisekunden Zeitauflösung gewonnen. Bei der Erstellung der Profile wurde bei allen vier Beobachtungen die gesamte Beobachtungszeit (also auch der Flare in Beobachtung #2 und die Silentphase in Beobachtung #3) einbezogen. Es wurde der gesamte Energiebereich des *PCA* (von ∼2 bis ∼60 keV) verwendet. Um den Übergang von Phase 0.9–0.1 besser erkennbar zu machen, wurde bei allen Abbildungen das Profil anschließend noch einmal wiederholt.

Die Pulsprofile in Abb. 5.9 sind – trotz der starken Variationen von Puls zu Puls, die in Abb. 5.7 sichtbar sind – verhältnismäßig konstant. Beim Vergleich der verschiedenen Beobachtungen fallen aber auch gewisse Veränderung auf.

[2]Das Hintergrundsmodell arbeitet nicht so gut, daß es sich lohnt, es zu benutzen. Die Veränderung der Lichtkurven wäre minimal.

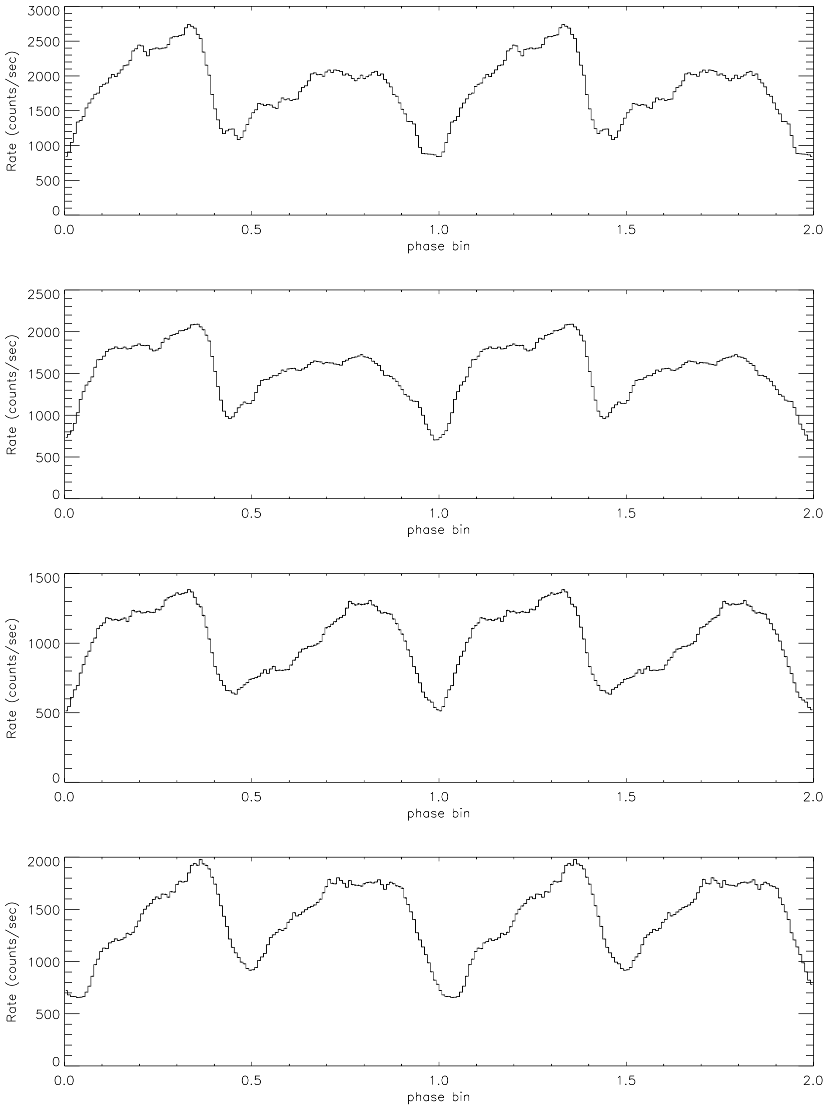

Abbildung 5.9: Pulsprofile der Beobachtungen 2 bis 5 aus *PCA* Daten. Obwohl nur ∼20 Pulse je Beobachtung addiert werden konnten und die Puls- zu Puls Variationen sehr groß sind, ähneln sich diese vier Pulsprofile doch.

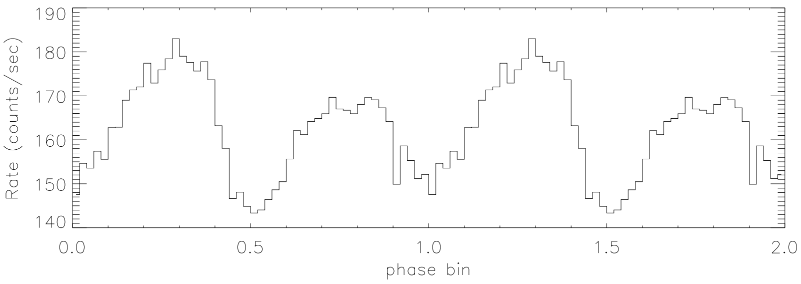

Abbildung 5.10: Pulsprofile der Beobachtung 2 aus *HEXTE* Daten. Das Hochenergie Pulsprofil ist sehr stabil, daher nur für die Beobachtung zwei wiedergegeben. Die Fehlerbalken sind bei *HEXTE* wesentlich größer; der Übersicht halber wurden sie aber weggelassen. Der Einbruch kurz vor Ende des zweiten Pulses ist ein Artefakt des Rockings der beiden Cluster.

Da pro Beobachtung lediglich $\sim$5500 Sekunden zur Verfügung stehen, kann pro Pulsprofil nur über ungefähr 20 Pulse gemittelt werden; daher unterscheiden sich die Pulsprofile der vier Beobachtungen doch etwas. Je mehr Pulse addiert werden, desto mehr gleichen sich die Profile an.

Gingen in die bisher gezeigten Lichtkurven Photonen aus dem gesamten Energiebereich des *PCA* ein, so ist es auch möglich, nur Photonen aus einem bestimmten Energieintervall zur Erstellung einer Lichtkurve zu verwenden.

Aus solchen *energieaufgelösten* Lichtkurven kann man dann wiederum Pulsprofile erzeugen, sog. *energieaufgelöste* Pulsprofile. Wie in Abb. 5.11 gut zu sehen, verändert sich das Pulsprofil von niedrigen zu hohen Energien sehr stark.

Im niederenergetischen Bereich bei $\sim$3 keV hat Vela X-1 ein sehr komplexes Pulsprofil mit fünf Spitzen. Der Hauptpuls hat zwei, der Nebenpuls drei Spitzen. Schon bei nur wenig höheren Energien ändert sich das Bild: die erste Spitze des Hauptpulses wird schwächer; der Nebenpuls insgesamt stärker, seine drei Spitzen hingegen verschwinden allmählich zugunsten eines breiten Buckels. Bereits bei $\sim$7 keV ist die erste Spitze des Hauptpulses nicht mehr zu erkennen, ebenso die drei Spitzen des Nebenpulses (siehe Abb. 5.11c). Zu immer höheren Energien werden sich Haupt- und Nebenpuls immer ähnlicher, bis sie im hohen Energieband fast nicht zu unterscheiden sind (siehe Abb. 5.11f). Dieses Verhalten im niederenergetischen Bereich wurde bereits von McClintock et al. (1976), White, Swank & Holt (1983) und in neuerer Zeit von Raubenheimer (1990) in *EXOSAT* Daten beobachtet; hochenergetische Pulsprofile wurden von Staubert et al. (1980) gezeigt. Die in dieser Arbeit gezeigten Pulsprofile unterscheiden sich von den in den genannten Arbeiten (und anderen früheren Arbeiten) durch ihre sehr viel höhere Auflösung; die sehr hohen Zählraten des *PCA*, d.h. kleiner statistischer Fehler ermöglichen es, jede Phase in 128 Phasenbins zu unterteilen. Trotz dieser hohen Auflösung sind alle Pulsprofile in den Abbildungen mit Fehlerbalken versehen, die aber so klein sind, daß sie nur die Linie etwas dicker erscheinen lassen. Es wäre sogar möglich, die Anzahl der Phasenbins noch weiter zu erhöhen, nur ist das kaum sinnvoll, da die zur Verfügung stehende Beobachtungszeit von $\sim$5500 Sekunden je Beobachtung nur eine Zusammenfassung von ungefähr 20 Pulsen erlaubt und durch eine höhere Auflösung nur noch mehr kleine Features sichtbar wären, die bei einer Mittelung über mehr Pulse verschwinden würden.

Die energieaufgelösten Pulsprofile der Beobachtungen drei bis fünf weisen qualitativ den gleichen Verlauf auf wie die gezeigte Beobachtung zwei (siehe Anhang A).

Auch die energieaufgelösten Pulsprofile sind einer gewissen zeitlichen Veränderung unterworfen. Über längere Zeiträume hinweg ist das anhand der Pulsprofile in Abb. 5.11 und Anhang A gut zu sehen. Die Variation auf kürzeren Zeitskalen ist von Loznikov, Konorkina & Melioranskii (1992b) gut dokumentiert.

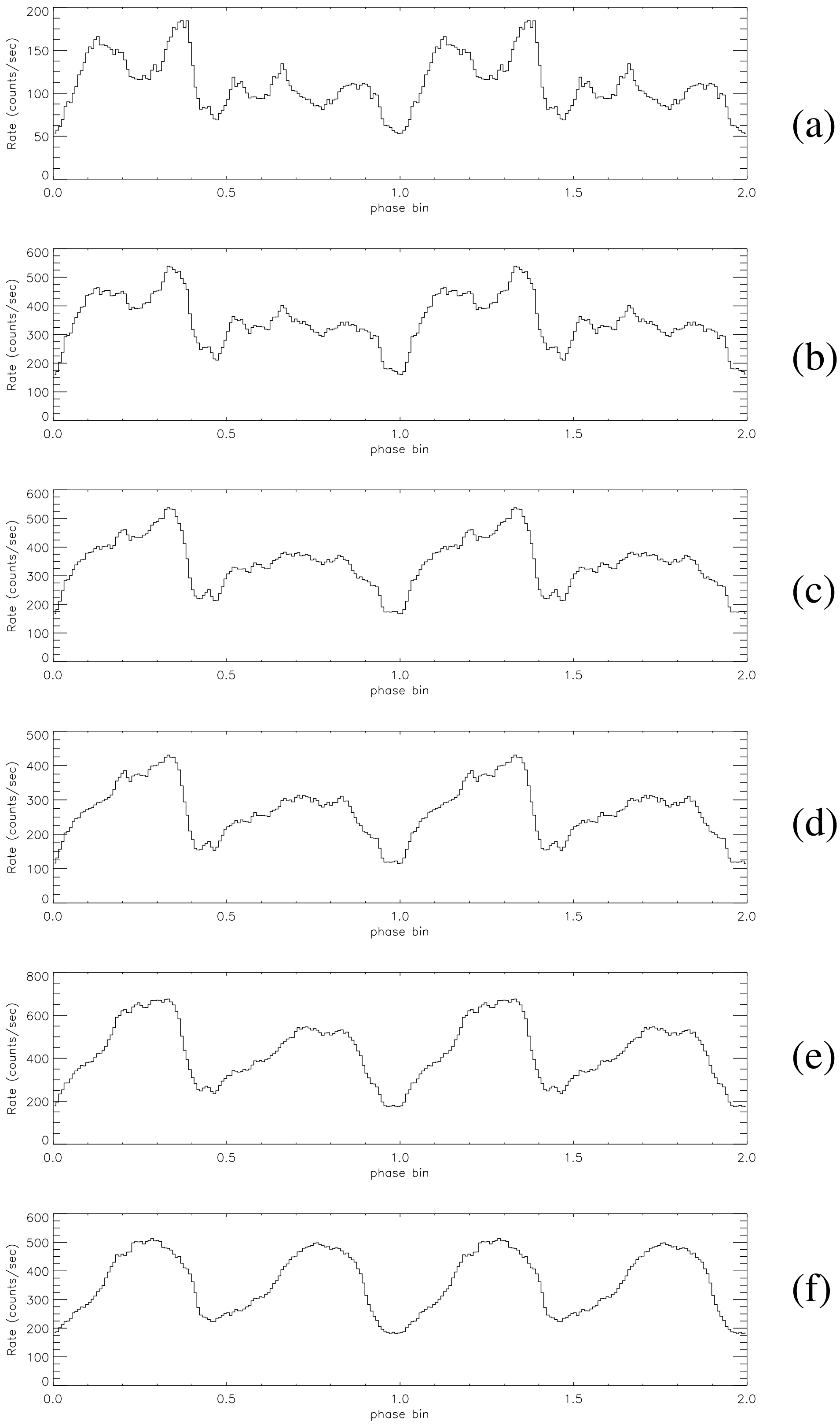

Abbildung 5.11: Energieaufgelöste Pulsprofile der Beobachtung #2. (a) von 2 bis 4 keV (b) von 4 bis 6 keV (c) von 6 bis 8 keV (d) von 8 bis 10 keV (e) von 10 bis 15 keV (e) von 15 bis 60 keV. Der Übergang von der komplexen 5 Peak Struktur bei niedrigen Energien (a, b) zu einer einfachen Doppelpeak Struktur bei höheren Energien (e, f) ist gut zu verfolgen ((b) - (e)).

5.5 Modelle

In Kapitel 4 wurde bereits angedeutet, daß die Auswertung spektraler Röntgendaten nicht trivial ist. Um aus dem Signal des Detektors das ursprüngliche Spektrum zu rekonstruieren ist die *Response-Matrix* nötig, die angibt, wie aus dem ursprünglichen Signal das Detektor-Signal wird. Um umgekehrt aus dem Detektor-Signal das ursprüngliche Signal zu berechnen, müßte diese Matrix invertiert werden. Das ist wegen der Größe und Komplexität der Matrix (die Matrizen des *PCA* und von *HEXTE* sind in Abb. 4.6 dargestellt) *nicht* möglich. Deshalb ist es üblich so vorzugehen, daß man ein Modell-Spektrum *annimmt*, dieses mit der Response-Matrix faltet und das erhaltene Spektrum mit dem des Detektors vergleicht. Dann kann man sein Modell iterativ immer weiter verbessern, bis Detektor-Signal und Modell im Rahmen der Fehler übereinstimmen; diesen Vorgang nennt man *Fitten*.

Im folgenden sollen alle in dieser Arbeit verwendeten Modelle bzw. Modellkomponenten besprochen werden.

5.5.1 Potenzgesetz

Ein häufig verwendetes (Grund-) Modell ist das Potenzgesetz:

$$C(E) = N \cdot E^{-\alpha} \qquad \left[\frac{\text{Photonen}}{\text{cm}^2\ \text{s keV}}\right] \tag{5.1}$$

C ist das Kontinuum in Abhängigkeit von der Energie, N lediglich ein Normierungsfaktor und α der *Photonenindex*. Der Photonenindex wird positiv angegeben; das Minus ist implizit enthalten, da die Intensität einer Quelle zu immer höheren Energien nicht zunehmen kann.

Bei den meisten Quellen wird dieses Potenzgesetz noch mit einigen weiteren Komponenten modifiziert (siehe unten); es bildet aber die Grundlage vieler Modellspektren für Röntgen-Doppelsterne.

Das Spektrum des Crab-Pulsars wird wahrscheinlich durch Synchrotron-Strahlung erzeugt (Burbidge, Gould & Tucker 1965). Da es u.a. einen relativ geradlinigen Verlauf hat (siehe Abb. 5.12 und Peterson, Jacobson & Pelling 1965), wird es sehr häufig zur Kalibration von Röntgen-Detektoren verwendet.

Schon früh wurde diskutiert, ob das Spektrum eines Röntgen-Doppelsterns durch Synchrotron- oder durch Bremsstrahlung erzeugt wird; das für und wider ist von Hayakawa, Matsuoka & Sugimoto (1965) ausführlich besprochen worden.

Bei dem gezeigten Spektrum (und bei den folgenden Darstellungen der Modelle) handelt es sich um ein sog. *unfolded spectrum*, d.h. es ist nicht das Detektor-Signal, sondern das Photonen-Spektrum in Photonen pro Quadratzentimeter, Sekunde und keV dargestellt. Durch die doppelt-logarithmische Darstellung wird ein Potenzgesetz als Gerade dargestellt.

5.5.2 Schwarzkörper Strahlung

Das Spektrum des Schwarzen Körpers wurde bereits in Abschnitt 3.1.1 diskutiert, deshalb hier nur noch kurz die implementierte Formel:

$$C(E) = N \cdot \frac{E^2}{\left(\exp\left(\frac{E}{kT}\right) - 1\right)} \tag{5.2}$$

Da das Spektrum des Schwarzen Körpers gut bekannt und bereits in Abb. 3.1 für verschiedene Temperaturen dargestellt ist, soll hier auf eine weitere Darstellung verzichtet werden.

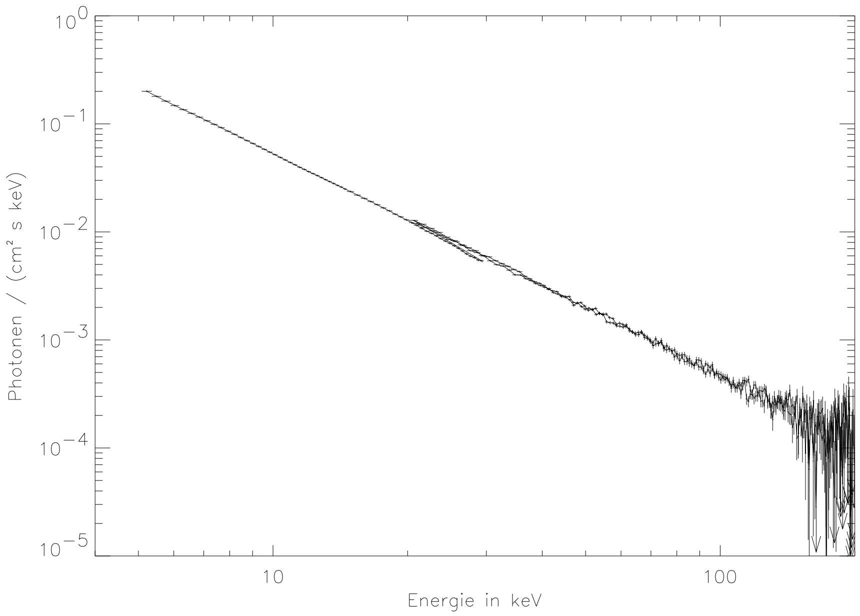

Abbildung 5.12: Ein Spektrum des Crab-Pulsars mit *PCA*- und *HEXTE*-Daten. Als Photonindex wurde $\alpha = 2.08$ gewählt. Die Crab-Daten stammen aus öffentlich zugänglichen *RXTE*-Daten (NASA 1997).

5.5.3 Bremsstrahlung

Die Entstehung der Bremsstrahlung wurde bereits in Abschnitt 3.1.4 diskutiert, hier soll jetzt noch die analytische Darstellung und das Aussehen eines solchen Spektrums vorgestellt werden. Mätzler et al. (1978) modellierten die Bremsstrahlung wie folgt (mit leichten Anpassungen):

$$C(E) = N \cdot g_{\mathrm{ff}}(E,T) \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-1} \cdot \exp\left(\frac{E_0 - E}{kT}\right)$$

Dabei ist g_{ff} der *Gaunt-Faktor*, ein dimensionsloser Korrektur-Faktor von der Größenordnung 1. In Abb. 5.13 ist der Verlauf eines Bremsstrahlungsmodells dargestellt.

Bei dieser Abbildung handelt es sich nicht um Daten eines Objektes, sondern lediglich um das geplottete Modell, ebenfalls in doppelt-logarithmischer Darstellung.

Bei diesem Modell ist beim Fitten zu beachten, das die ihm zugrundeliegende Physik die Parameter auf einen bestimmten Bereich einschränkt: die Temperatur des Plasmas kT ist freier Parameter des Modells und es ist möglich durch immer höhere Wahl von kT beliebig harte Spektren zu modellieren. Man muß sich dann aber fragen, ob an dem untersuchten Objekt überhaupt so hohe Temperaturen entstehen *können*.

5.5.4 Comptonisierte Spektren

Der inverse Compton-Effekt, durch den relativ weiche Röntgen-Photonen durch Streuung an sehr heißen Elektronen (zum Beispiel in der heißen Korona einer Akkretionsscheibe) Energie gewinnen können, wurde bereits besprochen. Da die Bedingungen in der Nähe von Neutronensternen von relativistischen Effekten beherrscht werden (siehe Abschnitt 3.2), müssen auch bei diesem physikalischen Modell relativistische Korrekturen angebracht werden. Diese wurden dann von Titarchuk (1994) in das frühere Modell von Sunyaev & Titarchuk (1980) eingearbeitet.

Die Comptonisierung nach Lamb & Sanford (1979) ist nach Wilms (priv. com.) nur in einem gewissen Parameter-Bereich gültig und wurde deshalb nicht benutzt.

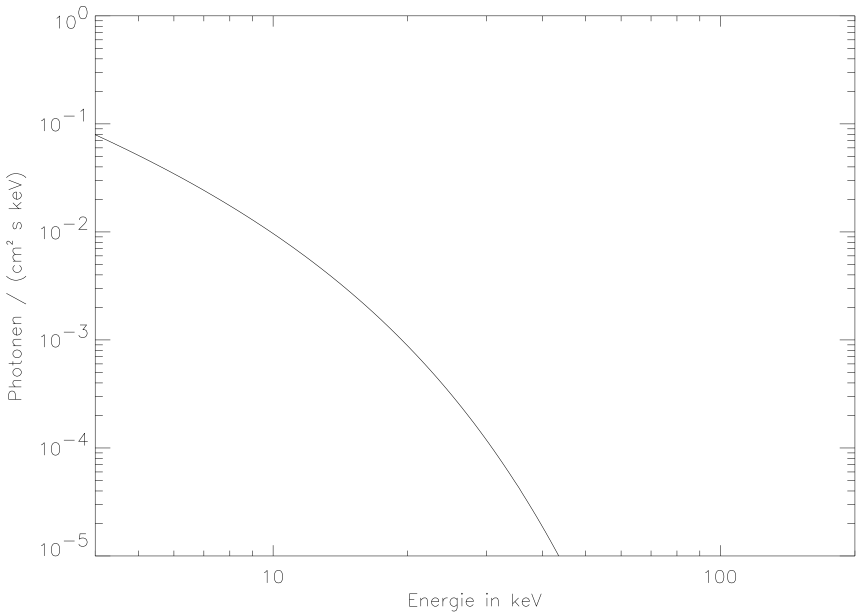

Abbildung 5.13: Modell-Spektrum, wie es durch Bremsstrahlung in einem Plasma mit einer Temperatur von 7 keV erzeugt wird.

5.5.5 Gauß-Linien

Das Grundkontinuum – z.B. ein Potenzgesetz – bedarf unter Umständen weiterer Modifikationen. So gibt es auch im Röntgenspektrum Linien, die modelliert werden müssen. In dem in dieser Arbeit wichtigen Bereich oberhalb von 5 keV, ist im wesentlichen eine Eisen-Fluoreszenz-Linie bei 6.4 keV zu berücksichtigen.

Wird diese bei viele Quellen präsente Linie nicht mitgefittet, so erhält man deutliche Residuen bei $\sim$6.4 keV in Form einer Emissionslinie. Derartige Linien kann man gut mit einem Gauß-Linienprofil modellieren:

$$F(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \cdot W^2}} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_0}{W}\right)^2\right)$$

Wobei E_0 die Lage der Linie und W ihre Breite ist. Diese Gauß-Linie wird *additiv* zu dem vorhandenem Kontinuum hinzugezählt. Auch hier ist beim Fitten Vorsicht geboten. Es geschieht leicht (und unbemerkt), daß die Breite der Linie sehr groß wird ($\sim$20 keV), was physikalisch nicht sinnvoll ist. So schnell kann sich das Material gar nicht bewegen, um eine derartige Linienbreite durch Doppler-Verbreiterung verursachen zu können.

Außer einer Fluoreszenzlinie bei $\sim$6.4 keV findet man auch häufig eine Eisen-Absorptionskante bei $\sim$7.1 keV. Diese Kante wird folgendermaßen realisiert:

$$C'(E) = C(E) \cdot \begin{cases} 1 & \text{für } E < E_S \\ \exp\left(-\tau\left(\frac{E}{E_S}\right)^{-3}\right) & \text{für } E > E_S \end{cases}$$

Diese beiden Komponenten sind in Abb. 5.14 dargestellt.

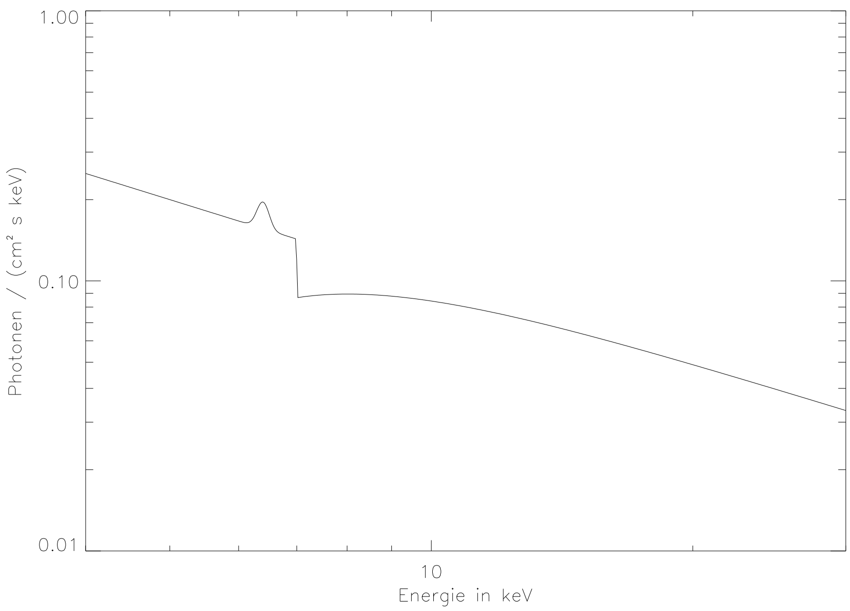

Abbildung 5.14: Modell-Spektrum mit einer Eisen-Fluoreszenzlinie bei 6.4 keV und einer Absorptionskante bei 7 keV.

5.5.6 Absorption

Der Raum zwischen der Erde und der Röntgenquelle enthält interstellare Materie, die zwar im wesentlichen aus Wasserstoff und Helium, aber auch aus schwereren Elementen besteht. In der Nähe der Quelle ist die Materie je nach Art des Objekts und Blickwinkel des Beobachters unter Umständen wesentlich dichter, insbesondere, wenn die Strahlung einen dichten Wind oder einen Akkretionsstrom durchdringen muß.

Da Wasserstoff bereits bei 13.6 eV und Helium wenig später voll-ionisiert ist, tragen diese, sowie die nächsten leichten Elemente nicht so sehr zur Absorption im Röntgenbereich bei. Die Absorption wird im wesentlichen von den schwereren Elementen wie Sauerstoff, Neon bis zu dem schon weiter oben angesprochenen Eisen verursacht. Trotzdem gibt man die Stärke der Absorption in Wasserstoff-Atomen an, der *Wasserstoff-Säulendichte*. Sie gibt an, wieviele Wasserstoff-Atome und – entsprechend ihrer Häufigkeit – schwere Elemente sich in einem Sehstrahl von einem Quadratzentimeter Größe befinden müßten, um eine derartige Absorption hervorzurufen. Die Wasserstoff-Säulendichte wird in Einheiten von 10^{21} oder 10^{22} Atomen pro Quadratzentimeter angegeben. In dieser Arbeit wird sie immer in 10^{22} Atomen/cm^2 angegeben.

Um die Absorption durch die verschiedenen Elemente berechnen zu können, muß man die Wirkungsquerschnitte bei der jeweiligen Energie kennen. In dieser Arbeit werden die Wirkungsquerschnitte von Morrison & McCammon (1983) benutzt. Sie gehen davon aus, daß auch in anderen Gebieten der Galaxis die Verteilung der Elemente wie in der Umgebung der Sonne ist (die sog. solare Häufigkeitsverteilung, die von Anders & Ebihara (1982) angegeben wurde).

Liegen diese Wirkungsquerschnitte vor, dann kann die Absorption relativ einfach nach folgender Formel berechnet werden:

$$M(E) = e^{-\mathrm{N_H} \cdot \sigma(E)}$$

Diese Absorption zusammen mit dem Potenzgesetz aus Formel 5.1 reicht bei einem kleineren Energiebereich ($\sim$1 bis $\sim$22 keV) sogar aus, um das Spektrum von Vela X-1 zu erklären (Nagase et al. 1983).

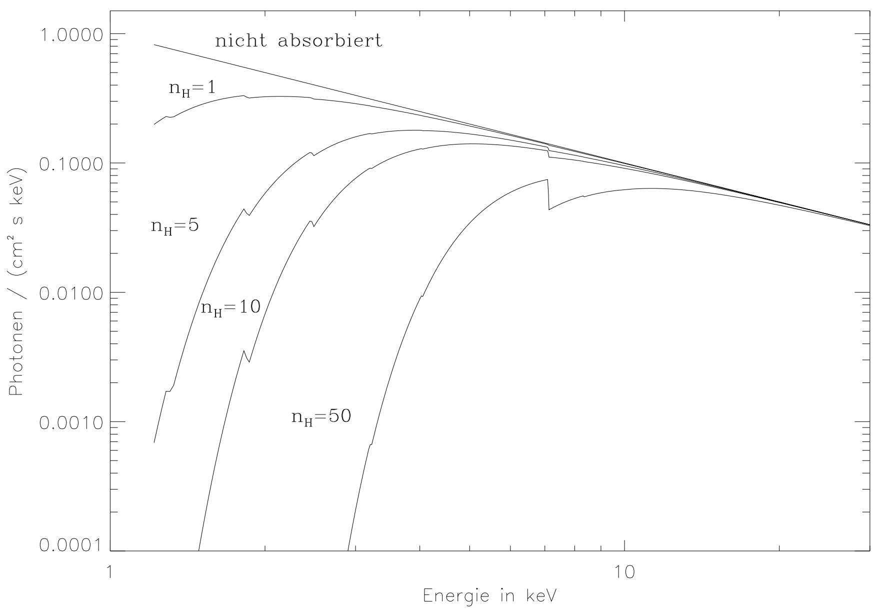

Abbildung 5.15: Wirkung der interstellaren Absorption auf ein Röntgen-Spektrum. Das zu einer Kurve gehörige N_H ist direkt in der Grafik angegeben. Bemerkenswert ist, wie "wenig" Material – im Vergleich zu den in dieser Arbeit auftretenden Mengen – ausreicht, um das Spektrum signifikant zu verändern. Das N_H ist in Einheiten von 10^{22} Atomen/cm^2 gegeben.

Oberhalb von $\sim$10 keV ist die Absorption nicht mehr von Bedeutung, da die Wirkungsquerschnitte stark abnehmen.

In Abb. 5.15 ist die Auswirkung dieser Absorption auf ein Spektrum, daß aus einem reinen Potenzgesetz besteht demonstriert. Die verschiedenen Kurven gelten für eine unterschiedlich hohe Wasserstoffsäulendichte N_H.

5.5.7 Zyklotron-Absorptionslinien

Die Theorie der Zyklotron-Linien ist recht ausführlich in Abschnitt 3.2 diskutiert worden. Dort wird deutlich, daß die Zyklotron-Linien je nach Blickwinkel aus einer Mischung aus Lorentz- und Gauß-Profilen bestehen. Trotzdem werden in dieser Arbeit die Zyklotron-Absorptionslinien nach einem Vorschlag von Tanaka (1986) als Lorentz-Kurven modelliert:

$$C'(E) = C(E) \cdot \exp\left(-A_1 \frac{(\frac{W_1 E}{E_{\rm cyc}})^2}{(E-E_{\rm cyc})^2 + W_1^2} - A_2 \frac{(\frac{W_2 E}{2E_{\rm cyc}})^2}{(E-2E_{\rm cyc})^2 + W_2^2} \right)$$

Dieses Modell liefert zwei Zyklotron-Absorptionslinien, eine bei der Energie $E_{\rm cyc}$ und eine bei der doppelten Energie. W_1 und W_2 sind die jeweilige Breite (FWHM) und A_1 und A_2 die jeweilige Tiefe.

Wie bereits in Abschnitt 3.2 ausgeführt, erfolgt die Kopplung der fundamentalen und ersten harmonischen Zyklotron-Absorptionslinie aus bisher unbekannten Gründen *nicht* mit dem Faktor zwei, sondern einem etwas größeren Faktor. Daher wird in dieser Arbeit nicht das normale Modell (Kopplung der beiden Linien mit dem Faktor zwei) verwendet, sondern ein neues, das sich aber immer noch an den Vorschlag von Tanaka anlehnt.

Als Linienprofil wird nach wie vor ein Lorentz-Profil verwendet. Die Kopplung der beiden Linien erfolgt aber über einen frei wählbaren Parameter (in den Parameter-Tabellen als "Faktor" bezeich-

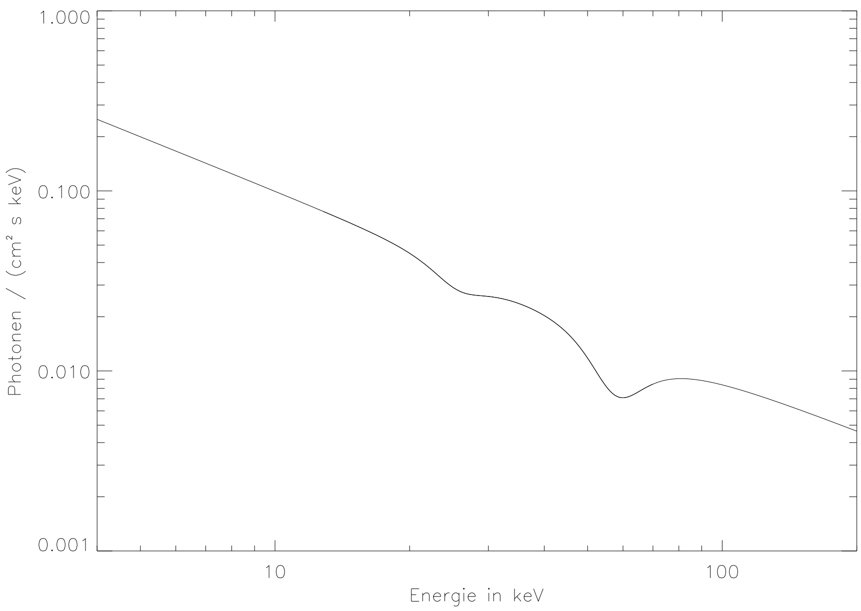

Abbildung 5.16: Ein Modell-Spektrum (Potenzgesetz) mit zwei Zyklotron-Absorptionslinien. Die Fundamentallinie liegt bei 25 keV und hat eine Tiefe von 0.3. Die Harmonische ist mit dem Faktor 2.25 an die Fundamentallinie gekoppelt und hat eine Tiefe von 0.8.

net). Sowohl die Lage der Linien, als auch ihre Breite wird mit diesem Faktor gekoppelt, so daß die neue analytische Darstellung so aussieht:

$$C'(E) = C(E) \cdot \exp\left(-A_1 \frac{(\frac{WE}{E_{\mathrm{cyc}}})^2}{(E - E_{\mathrm{cyc}})^2 + W^2} - A_2 \frac{(\frac{WE}{E_{\mathrm{cyc}}})^2}{(E - F \cdot E_{\mathrm{cyc}})^2 + (F \cdot W)^2} \right)$$

Wobei W die Breite der Fundamental-Linie ist und F der Kopplungs-Faktor. Wie diese Zyklotron-Absorptionslinien ein Spektrum verändern können, ist in Abb. 5.16 anhand eines Potenzgesetzes mit zwei Zyklotron-Linien gezeigt. Sehr gut ist zu sehen, wie weit der Einfluß der beiden Linien trotz der verhältnismäßig geringen Breite von 5 keV reicht, bzw. daß sie sich in den Randbereichen fast überlappen.

Da die Bestimmung der Breite der Linie und der Tiefe nicht unabhängig ist, d.h. durch Veränderung der Breite wird auch die Tiefe systematisch geändert, empfiehlt es sich die Breite auf einen sinnvollen Wert festzuhalten. Als Anhaltspunkt kann die Faustformel "ein Viertel der Zyklotron-Energie" dienen; dementsprechend wurde die Breite bei allen Fits in dieser Arbeit auf 5 keV festgehalten.

5.5.8 NPEX

Das *NPEX*-Modell wurde von Mihara (1995a) entwickelt; es handelt sich dabei um eine Kombination aus zwei Potenzgesetzen, wobei von den beiden Photonenindices einer negativ und einer positiv ist. Diese beiden Potenzgesetze, die unabhängig voneinander normiert werden, werden noch mit einem exponentiellem Faktor multipliziert, der das zu höheren Energien immer stärker werdende Potenzgesetz mit positivem Exponent wieder nach unten drückt. Daher auch der Name: *N*egative *P*ositive *EX*ponential Law. Die analytische Darstellung sieht demnach wie folgt aus:

$$C(E) = N_1 \cdot \left(E^{-\alpha_1} + N_2 \cdot E^{+\alpha_2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \qquad \text{mit} \quad \alpha_1, \alpha_2 > 0$$

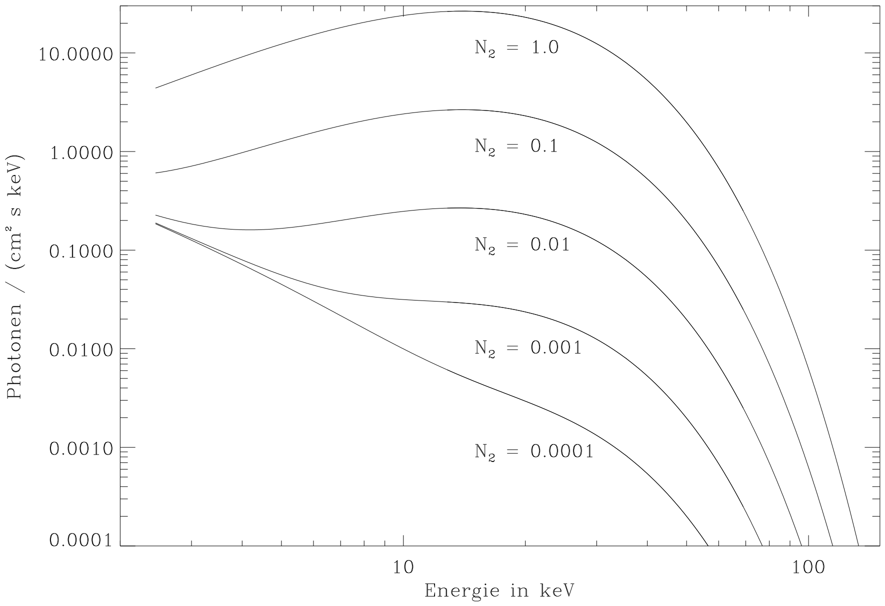

Abbildung 5.17: Qualitativer Verlauf des NPEX-Modells für verschiedene Normierungen des positiven Potenzgesetzes. Für die anderen Parameter wurde $\alpha_1 = 1.5$, $\alpha_2 = -2$ und für die Temperatur 7 keV verwendet

Der Verlauf dieses Modells ist stark von der Wahl der Normierung N_2 des positiven Potenzgesetzes abhängig; auf Veränderung desselben reagiert das Modell sehr empfindlich. In Abb. 5.17 ist der Verlauf für mehrere Normierung gezeigt. Es damit möglich, eine Art Plateau, eine Delle oder sogar ein gewisses Ansteigen bei mittleren Energien hervorzurufen, bevor der exponentielle Faktor die Oberhand gewinnt und das Spektrum nach unten drückt. Wie bereits von Kretschmar et al. (1997) dargelegt, zeigt das *NPEX*-Modell ein etwas eigentümliches Verhalten.

5.5.9 Cutoff

Das Potenzgesetz ist die Grundlage vieler Modelle für die Spektren von Röntgen-Doppelsternen. Jedoch paßt das Potenzgesetz nur in wenigen Ausnahmen von niedrigen bis zu hohen Energien so gut, wie beim Crab-Pulsar (siehe Abb. 5.12). Bei höheren Energien nimmt der Fluß stärker ab, als vom Potenzgesetz vorhergesagt. Daher setzt man ab einer bestimmten Energie, der Abbruch- (oder Cutoff-) Energie noch einen exponentiellen Faktor hinzu, der für ein Abknicken des Modells nach unten sorgt. Gängig ist der sog. *High-Energy-Cutoff*, im folgenden mit *HECUT* abgekürzt. Dieser wird folgendermaßen analytisch realisiert:

$$C(E) = E^{-\alpha} \cdot \begin{cases} 1 & \text{für } E < E_\text{cut} \\ \exp\left(\frac{E_\text{cut} - E}{E_\text{fold}}\right) & \text{für } E \geq E_\text{cut} \end{cases}$$

Die Auswirkung dieses Cutoffs auf ein Potenzgesetz ist in Abb. 5.18 illustriert.

Diese Kombination aus Potenzgesetz und *HECUT* wurde von Katz (1976) benutzt; sie wird im folgenden mit *PLHECUT* abgekürzt.

Dieses Modell ist allerdings nicht “ungefährlich”, wie im folgenden ausgeführt werden soll.

Viele Röntgen-Doppelsterne, die kein Schwarzes Loch als kompaktes Objekt enthalten (also z.B. Her X-1 oder Vela X-1), haben in dem für diese Arbeit interessanten Energiebreich von 5 bis $\sim$150 keV ein Spektrum, das sich gut mit einem Potenzgesetz und diesem High-Energy-Cutoff

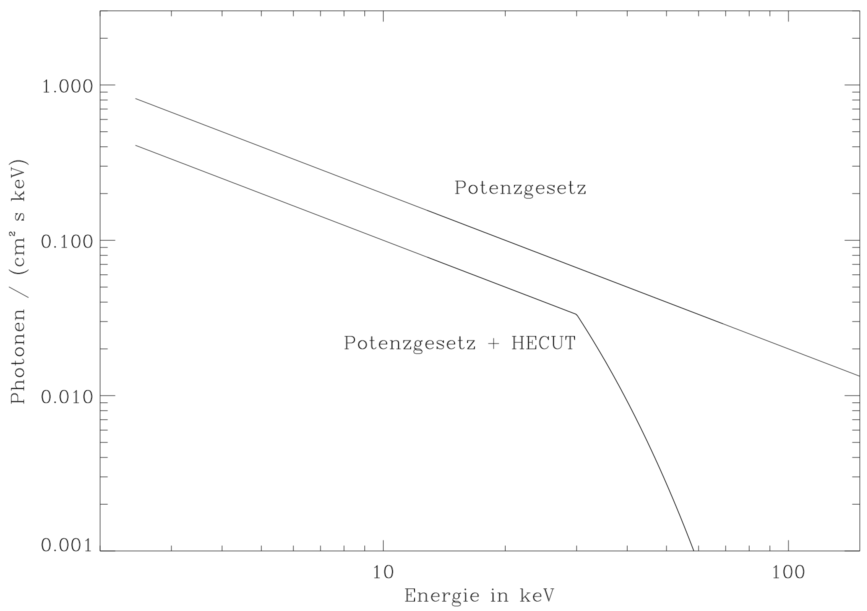

Abbildung 5.18: Veränderung eines Potenzgesetzes durch einen High-Energy Cutoff, wie er durch Formel 5.5.9 realisiert wird. Die Abbruch-Energie liegt bei 30 keV, die Faltungsenergie bei 10 keV und der Photonenindex α war 1.0.

beschreiben läßt. Desweiteren ist an sich immer interstellare Absorption (und sei es nur zwischen der Erde und dem Quell-System) vorhanden. Auch eine Eisen-Fluoreszenzlinie bei 6.4 keV ist anzutreffen.

Wendet man dieses Modell auf ein Spektrum von Vela X-1 an, so erhält man den in Abb. 5.19 gezeigten Fit mit den dazugehörigen Residuen.

Auch wenn die Residuen zeigen, daß es sich nicht um einen guten Fit handelt, so ist doch deutlich, daß das verwendete Modell im Großen und Ganzen paßt. Da – wie schon früher angesprochen – auch bei Vela X-1 die diskutierten Zyklotron-Absorptionslinien vermutet werden, erwartet man sogar linienartige Residuen, wie sie Abb. 5.19 bei $\sim$20 und $\sim$50 keV zeigt. Diese Residuen lassen vermuten, daß sich bei diesen Energien die fundamentale und erste harmonische Zyklotron-Absorptionslinie befinden.

Dieser Cutoff birgt allerdings ein Problem in sich, daß die Herkunft der Residuen in Frage stellt: Das Verhalten des Cutoffs an der Abbruch-Energie – ein abruptes Abknicken, also eine Unstetigkeit in der ersten Ableitung – ist sicher keine gute Modellierung des wahren Verlaufs. In der Natur ist sicher ein glatterer, weicherer Übergang realisiert, als der in Abb. 5.18 gezeigte.

In Abb. 5.20(links) wird dies verdeutlicht: die durchgezogene (—) Linie stellt ein Potenzgesetz mit *HECUT* und die gestrichelte (- - -) einen weichen Übergang dar. Diese beiden Verläufe wurden durcheinander geteilt und das Ergebnis in der Abbildung darunter dargestellt. Man sieht sofort, daß bei der Cutoff-Energie außergewöhnliches passiert: das glatte Gesetz entfernt sich immer weiter von dem *PLHECUT*-Gesetz. Ab der Cutoff-Energie näheren sich die beiden wieder an. Das Ergebnis ist eine Art Linie im Ratio. Mit anderen Worten: wenn in der Natur ein glatter Übergang realisiert ist, dann *erzeugt* ein derartiger abrupt einsetzender *HECUT* eine Linie in den Residuen, d.h. was in Abb. 5.19 als Linie bei $\sim$20 keV zu sehen ist, ist eventuell gar keine Zyklotron-Absorptionslinie, sondern ein unerwünschtes Artefakt eines ungenügenden Modells!

Dies wird in Abb. 5.20(rechts) besonders deutlich: ein Spektrum wurde unter der Annahme es eines glatten Übergangs ohne Absorptionslinien simuliert. Anschließend wurde das *PLHECUT*-Modell an dieses Spektrum angefittet. Die Residuen in Abb. 5.20(rechts) bestätigen die in diesem

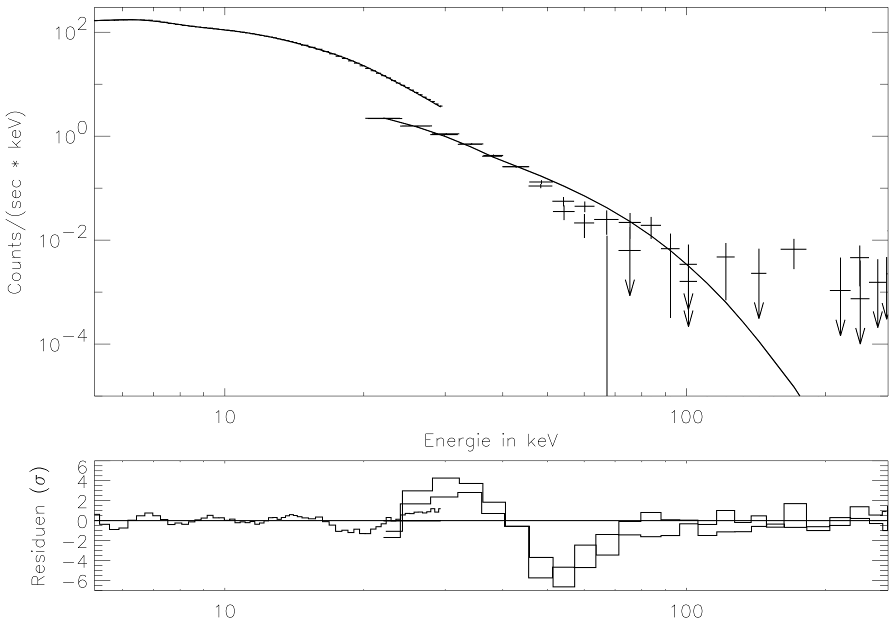

Abbildung 5.19: Spektrum der Beob. #2, gefittet mit einem Potenzgesetz, *HECUT*, Eisenlinie und photoelektrischer Absorption. Die Residuen bei ∼20 und ∼50 keV sind deutlich zu sehen. Das Spektrum ist ein Zählraten-Spektrum, näheres siehe Seite 81.

Abschnitt gemachten Aussagen: das *PLHECUT*-Modell produziert Features, die Absorptionslinien gleichen!

Gebraucht wird also ein Cutoff, der einerseits für einen entsprechend kräftigen Abfall des Flusses bei hohen Energien sorgt, wie dies der *HECUT* tut, aber andererseits nicht abrupt anfängt, sondern bereits bei niedrigen Energien schwach beginnt. Er soll kaum einen Einfluß auf das Potenzgesetz bei niedrigen Energien ausüben, aber in der Nähe der Cutoff-Energie immer stärker werden, bis er schließlich in den exponentiellen Abfall des *HECUT* asymptotisch einmündet.

Ein derartiger Cutoff wurde ist der bereits von Tanaka (1986) vorgeschlagene *Fermi-Dirac-Cutoff*. Er wird wie folgt analytisch realisiert:

$$C(E) = E^{-\alpha} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{E_{\mathrm{cut}}-E}{E_{\mathrm{fold}}}\right)+1}$$

Da er nicht abschnittsweise definiert ist, wirkt er also bereits bei den kleinsten Energien, aber dort ist die Exponentialfunktion vernachlässigbar klein. Erst in der Nähe der Abbruch-Energie macht sie sich immer mehr bemerkbar. Sein Verlauf gleicht dem der glatten, gestrichelten Kurve in Abb. 5.20.

Da dieser Cutoff zumindest keine so großen prinzipiellen Fehler aufweist wie der *HECUT*, wird er durchgehend bei allen Fits an Spektren in dieser Arbeit verwendet.

Zu beachten ist, daß dieser Cutoff ansonsten relativ unbekannt ist und kaum benutzt wird, so daß sich Angaben in der Literatur bezüglich Cutoff-Energie in der Regel auf den *HECUT* beziehen. Da die Parameter E_{cut} und E_{fold} von *HECUT* und *FDCO* nur eine namentliche Ähnlichkeit haben, ansonsten völlig verschieden sind, kann man mit dem *FDCO* gewonnen Ergebnisse nur eingeschränkt mit Literatur-Werten vergleichen.

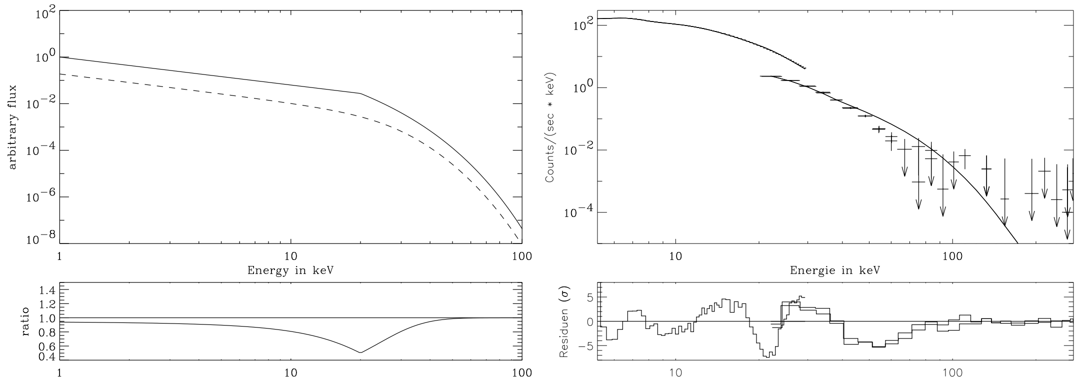

Abbildung 5.20: Untersuchung des Verhaltens des *PLHECUT*-Modells bei einem glatten Übergang. Im linken unteren Bild ist das Ratio aus *PLHECUT* und glattem Übergang dargestellt. Die Linie, die von dem *HECUT* bei E = E_{cut} hervorgerufen wird, ist deutlich. Rechts wurde ein Spektrum unter Annahme eines glatten Übergangs simuliert und dann das *PLHECUT*-Modell angefittet. Die entstehenden Residuen sind sehr deutlich.

5.5.10 Andere Formen des Potenzgesetzes

Außer dem normalen *PLHECUT*-Modell, gibt es noch einige Abwandlungen dieses Modells.

Die einfachste Variante ist das *Cutoff-Powerlaw*, ein Potenzgesetz mit normalem Cutoff, der bereits bei der Energie 0 keV beginnt. Damit umgeht er die oben diskutierten Probleme der Unstetigkeit an der Cutoff-Energie. Die analytische Darstellung ergibt sich zu:

$$C(E) = N \cdot E^{-\alpha} \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{fold}}}\right)$$

Da aber zumindest bei Vela X-1 die Abbruch-Energie nicht bei 0 keV, sondern bei wesentlich höheren Energien liegt, soll nicht weiter auf dieses Modell eingegangen und auch auf eine bildliche Darstellung des Verlaufs verzichtet werden.

Eine andere Variante ist das unter anderem von Tucker (1967) benutzte *Broken Powerlaw*. Dieses besteht aus zwei verschiedenen Potenzgesetzen, die an einer Knick-Energie zusammengesetzt werden. Unterhalb dieser Energie gilt nur das eine Gesetz, oberhalb das andere:

$$C(E) = N \cdot \begin{cases} E^{-\alpha_1} & \text{für } E < E_{\text{break}} \\ E_{\text{break}}^{\alpha_2-\alpha_1} \cdot E^{-\alpha_2} & \text{für } E > E_{\text{break}} \end{cases}$$

Da dieses Gesetz genauso wie das *PLHECUT* eine Unstetigkeit in der Ableitung an der Stelle der Knick-Energie hat, erzeugt es ebenfalls unerwünschte linienförmige Residuen. Daher wurde dieses Gesetz nicht weiter berücksichtigt. Der Verlauf ähnelt dem des *PLHECUT* Modells in Abb. 5.18.

5.5.11 Zusammenfassung

Wie schon weiter oben ausgeführt, müssen mehrere der diskutierten Komponenten zu einem Modell zusammengesetzt werden. Grundlage ist immer ein Kontinuums-Modell wie das Potenzgesetz oder die Bremsstrahlung, das dann mit den verschiedenen Absorptionskomponenten wie dem Cutoff oder Zyklotron-Absorptionslinien multipliziert wird, bevor dann noch additive Komponenten, wie die Eisen-Fluoreszenzlinie hinzugenommen werden. Dieses Modell wird dann ggf. der interstellaren Absorption unterworfen.

Damit bleiben zum spektralen Fitten die unten aufgeführten Modelle übrig:

PLFDCO	:	Potenzgesetz mit Fermi-Dirac Cutoff und Absorption.
BREMS	:	thermische Bremsstrahlung mit Absorption.
COMPT	:	comptonisiertes thermisches Spektrum mit Absorption.
BBody	:	Schwarzkörper Spektrum mit Absorption.
NPEX	:	das NPEX-Modell mit Absorption

Alle diese Modelle müssen ggf. noch mit einer additiven Eisen-Fluoreszenzlinie, einer Absorptionskante und/oder Zyklotron-Absorptionslinien modifiziert werden.

5.6 Phasengemittelte Spektren

Bevor die zuvor angesprochenen Modelle an die gewonnenen Spektren von Vela X-1 angefittet werden, soll das rohe Spektrum gezeigt werden. In Abb. 5.21(a) sind die Signale der beiden (Haupt-) Instrumente von *RXTE*, *PCA* und *HEXTE* zu sehen. Während der *PCA* einen relativ gleichmäßigen Verlauf zeigt, ist das Spektrum der beiden *HEXTE*-Cluster sehr stark von Linien durchsetzt, auch in dem Bereich, in dem sich *PCA* und *HEXTE* überschneiden. Diese Linien sind auf den hohen Hintergrund von *HEXTE* zurückzuführen. Da aber durch das Rocking ein sehr guter Hintergrund zur Verfügung steht, kann man diese Linien in den Griff bekommen. In Abb. 5.21(b) wurde der Hintergrund von den Spektren abgezogen; während beim *PCA*-Spektrum kaum ein Unterschied zu sehen, fällt er bei *HEXTE* ins Auge: die Linien fast verschwunden. Da die Zählraten nach dem Hintergrundsabzug sehr gering sind, mußten die *HEXTE*-Spektren immer rebinnt werden (siehe Tab. 5.3).

Alle gezeigten Spektren sind *gefaltete* Spektren, d.h. es wird das Detektor-Signal und das mit der Response-Matrix gefaltete Modell dargestellt, im Gegensatz zu den Darstellungen der Modelle, bei denen nicht mit der Response-Matrix gefaltet wurde. Wie sich das Signal vom ursprünglichen Spektrum bis zu dem, was schließlich gemessen wird, verändert, wird von Kretschmar (1991), S. 29 anschaulich dargestellt.

Bei allen spektralen Fits wurden grundsätzlich sowohl *PCA*-, als auch *HEXTE*-Spektren gemeinsam verwendet. Bei diesen beiden Instrumenten muß beim Fitten eine Konstante zur relativen Normierung hinzugenommen werden. Diese wurde beim *PCA* auf eins gesetzt; für *HEXTE* fand sich eine Normierung zwischen 0.44 und 0.58. Der nominelle Energiebereich des *PCA* reicht zwar von $\sim$2 bis $\sim$60 keV (vor dem gain-change), aber schon erste Untersuchungen zeigten, daß schon ab $\sim$30 keV das Spektrum von Hintergrunds-Features dominiert bzw. durchsetzt ist. Auch unterhalb von $\sim$5 keV macht sich eine starke Hintergrundslinie zwischen 4 und 5 keV unangenehm bemerkbar. Daher wurde der nutzbare Bereich des *PCA* auf 5 bis 30 keV eingeschränkt. Da die Response-Matrix nach wie vor $\sim$2 Prozent Unsicherheit aufweist, wurde beim Fitten ein systematischer Fehler von 2 % berücksichtigt. Daher sind die im folgenden gezeigten Darstellungen von Residuen in Sigma mit Vorsicht zu betrachten. Bei *HEXTE* ist der Hintergrund durch das Rocking gut bekannt, so daß fast der gesamte Energiebereich benutzt werden konnte, mit Ausnahme der untersten Kanäle bis 20 keV.

5.6.1 Vergleich der Modelle

Zum Schluß des Abschnitts 5.5 wurden die Modell-Komponenten in fünf verschiedenen Modellen zusammengefaßt. Diese fünf Modelle sollen im folgenden anhand der Beobachtung #5 verglichen werden. Im weiteren Verlauf der Untersuchung sowohl der phasengemittelten, als auch der phasenaufgelösten Spektren wird dann nur das Modell verwendet werden, daß sich als das Beste herausgestellt hat.

Ein sehr einfaches Modell ist die Annahme eines Schwarzen Körpers. Ein solches Modell kann aber nicht besonders gut an die Daten angefittet werden, wie in Abb. 5.22 zu sehen ist. Wie anhand der ersten Residuen in Abbildung 5.22(a) ersichtlich ist, muß das Schwarzkörper-Spektrum noch um eine Eisenlinie ergänzt werden. Dennoch sind die Residuen nicht sehr befriedigend (siehe Abb. 5.22(b)). Offenbar gibt es starke Abweichungen bei $\sim$20 und $\sim$50 keV. Dies könnten die schon mehrfach diskutierten Zyklotron-Absorptionslinien sein. Deshalb wurde das Modell um diese ergänzt. Aber auch das führt nicht zu einem befriedigenden Ergebnis, wie die unterste Residuen-Abbildung zeigt. In Tab. 5.5 sind die Parameter für dieses Modell wiedergeben. Wie die Residuen schon vermuten lassen, ist das $\chi^2_{\rm red}$ mit 1.8 zu groß, um akzeptabel zu sein.

Die Eisenlinie wurde bei 6.4 keV bei diesem und allen folgenden Fits festgehalten, da es häufig vorkommt, daß sie – bedingt durch eine relativ starke Linie im Hintergrund bei knapp 5 keV–

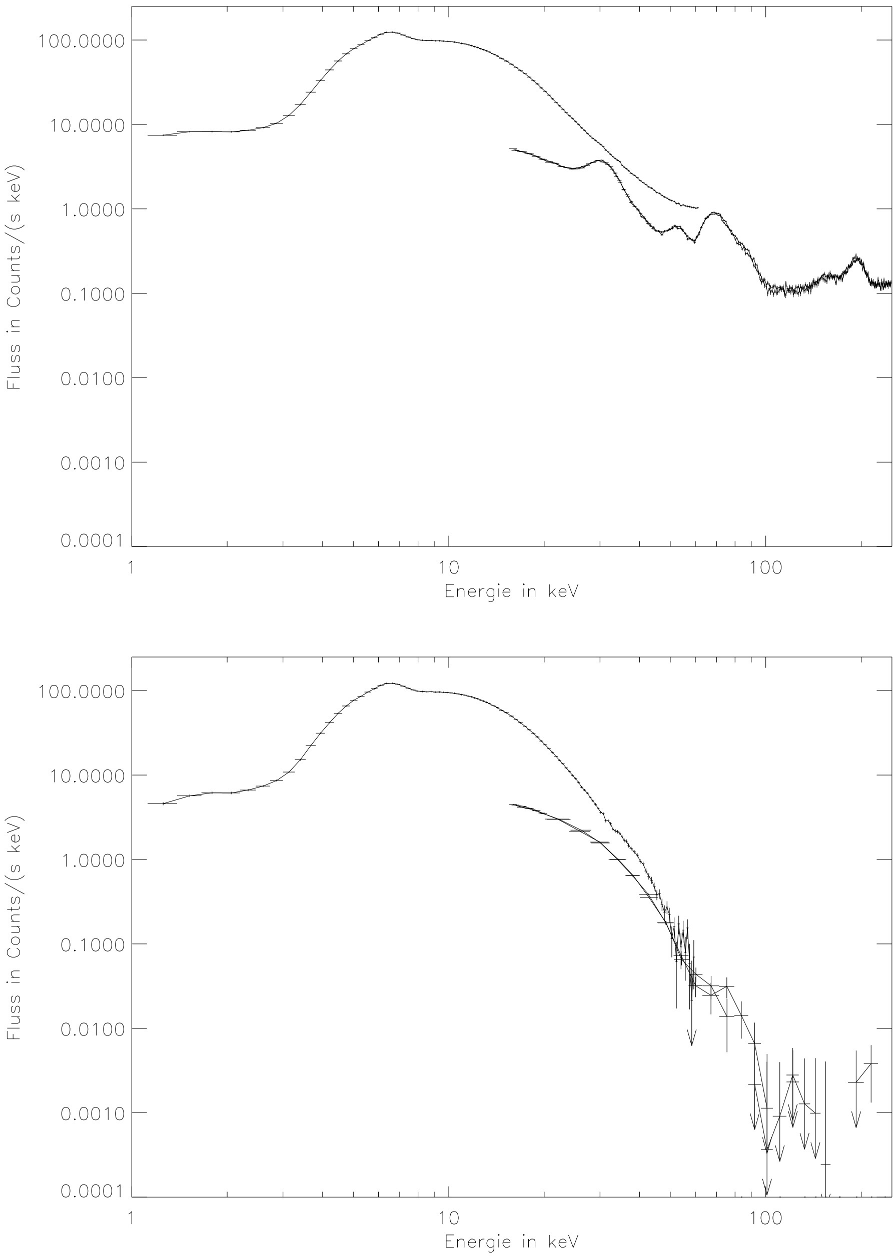

Abbildung 5.21: Oben das Spektrum der Beobachtung #5 ohne Hintergrundsabzug, unten nachdem der Hintergrund abgezogen und die *HEXTE*-Daten rebinnt wurden.

Tabelle 5.5: Fit des *BBody*-Modells an Beobachtung #5. Die Werte werden im Text diskutiert. † DOF steht für *Degrees Of Freedom*, die Anzahl der Freiheitsgrade.

Parameter	Wert
Absorption N_H	$0.0 \cdot 10^{22}/cm^2$
Schwarzkörper Temperatur kT	5.9 keV
Zyklotron-Energie	21.6 keV
Tiefe 1	0.26
Tiefe 2	0.0
Faktor	—
Breite σ der Eisenlinie	0.40 keV
χ^2_{red} (DOF)†	1.75 (93)

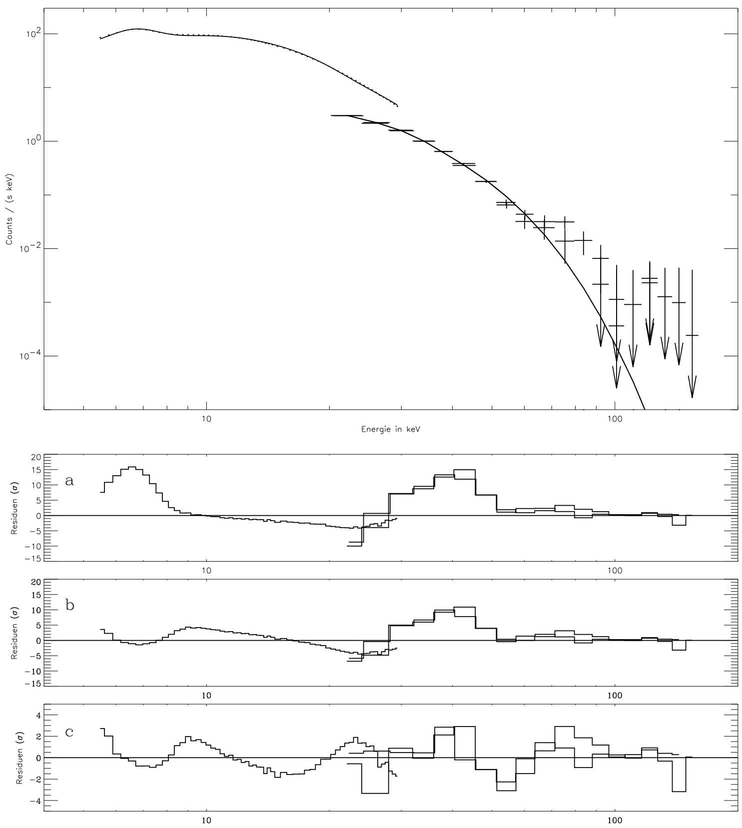

Abbildung 5.22: Fit des *BBody*-Modells an Beobachtung #5. Im obersten Bild ist das *gefaltete* Spektrum des *PCA* und der beiden *HEXTE*-Cluster zusammen mit dem Modell dargestellt. Die drei kleineren Abbildungen darunter sind die Residuen in verschiedenen "Ausbaustufen" des Modells: (a) absorbierter Schwarzkörper, das Residuum der Eisen-Fluoreszenz-Linie ist deutlich sichtbar. (b) wie (a) mit Eisenlinie, (c) wie (b) mit Zyklotron-Absorptionslinie.

nach ∼5.8 keV wandert. Eine derartige Position der Eisen-Fluoreszenzlinie ist unphysikalisch, da 6.4 keV die Fluoreszenzlinie von neutralem Eisen ist – die Fluoreszenzlinien von ionisiertem Eisen liegen bei höheren Energien (Wilms et al. 1996). Ähnliches gilt für die Breite. Es kommt häufig vor, daß die Fit-Software für die Breite der Linie sehr große Werte findet (bis zu 20 keV), was unphysikalisch ist. Daher wurde die Breite auf 0.4 keV begrenzt.

Die Temperatur *kT* des *BBody*-Modells liegt mit knapp 6 keV im möglichen Bereich, auch die Lage der Zyklotron-Absorptionslinie bei ∼21 keV ist durchaus da, wo sie bisher beobachtet wurde (Mihara 1995a, Kretschmar et al. 1996). Daß die obere Linie nicht zu beobachten ist, wird sich auch bei den anderen Modellen nicht sehr ändern, denn die relativ schlechte Statistik von *HEXTE* ermöglicht im Rahmen der Fehler auch einen akzeptablen Fit ohne Linie. Ein N_H von $0.0{\cdot}10^{22}$ Atomen/cm^2 ist möglich; der Neutronenstern hat sich bei Beobachtung #5 der Bedeckung durch den Begleiter noch nicht so weit genähert, daß man die Röntgenquelle ungestört beobachten kann. Exakt 0 dürfte N_H an sich nicht sein, da sich Materie zwischen dem Vela-System und der Erde befindet, aber diese Absorption ist in dem betrachteten Energiebereich zu schwach, um auf diese Art detektiert zu werden.

Als Ergebnis bleibt, daß das *BBody*-Modell *nicht* in der Lage ist, das beobachtete Spektrum gut zu beschreiben.

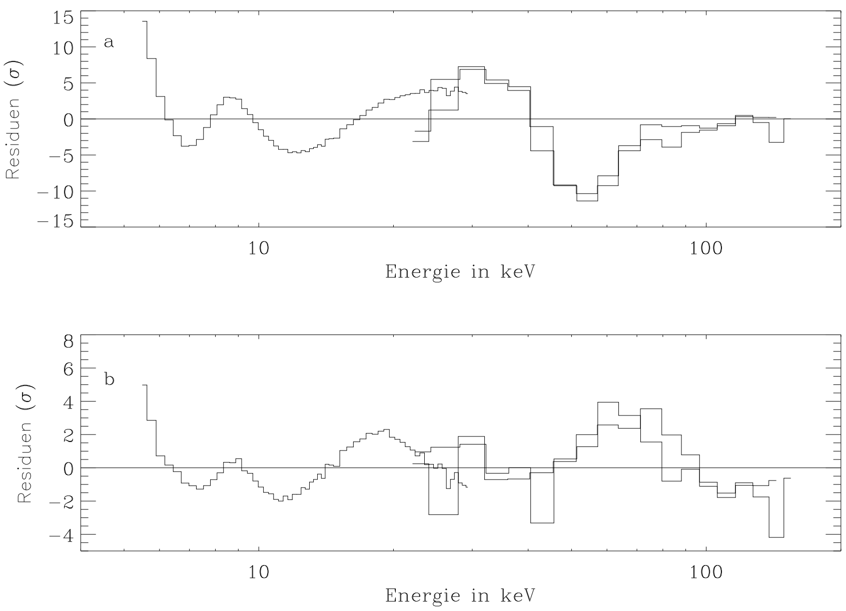

Abbildung 5.23: Fit des *BREMS*-Modells an die Beobachtung #5. In (a) sind die Residuen ohne und in (b) mit Zyklotron-Absorptionslinie dargestellt.

Tabelle 5.6: Fit des *BREMS*-Modells an die Beobachtung #5. Die Werte werden im Text diskutiert.

Parameter	Wert
Absorption N_H	$50.0 \cdot 10^{22}/cm^2$
Bremsstrahlung Temperatur *kT*	52.9 keV
Zyklotron-Energie	27.6 keV
Tiefe 1	0.03
Tiefe 2	10.0
Faktor	2.5
Breite σ Eisenlinie	0.40 keV
χ^2_{red} (DOF)	2.63 (93)

Als nächstes soll das *BREMS*-Modell an die Beobachtung #5 gefittet werden. Auch dieses muß um eine Eisen-Fluoreszenzlinie bei 6.4 keV ergänzt werden. Wie anhand der Residuen in Abb. 5.23(a) zu sehen ist, gibt es bei diesem Modell ebenfalls starke Residuen, die man mit Zyklotron-Absorptionslinien identifizieren könnte.

Doch auch nach deren Verwendung bleiben starke Residuen (siehe Abb. 5.23(b)) übrig, die zu einem inakzeptabel hohen χ^2_{red} von 2.7 (siehe Tab. 5.6) führen. Die anderen Parameter in Tabelle 5.6 machen ebenfalls deutlich, daß sich dieses Spektrum nicht mit dem *BREMS*-Modell fitten läßt. Eine Temperatur *kT* von mehr als 50 keV ist noch möglich, ebenso ein N_H von $50 \cdot 10^{22}$ Atomen pro Quadratzentimeter, auch wenn derartige N_H-Werte sonst nur z.B. in den Dips von Hercules X-1 beobachtet werden, die wahrscheinlich durch vorbeiziehende Wolken verursacht werden (Schandl 1996). Lage und Tiefe der unteren Zyklotron-Absorptionslinie passen zu den von *Ginga* und *HEXE* beobachteten Werten. Die Tiefe der oberen Linie ist mit 10 viel zu groß; diese Linie stanzt ein regelrechtes Loch in das Spektrum, was nur aufgrund der geringen Signifikanz der Daten in diesem Bereich möglich ist.

Alles deutet daraufhin, daß sich das Spektrum von Vela X-1 *nicht* mit dem *BREMS*-Modell beschreiben läßt.

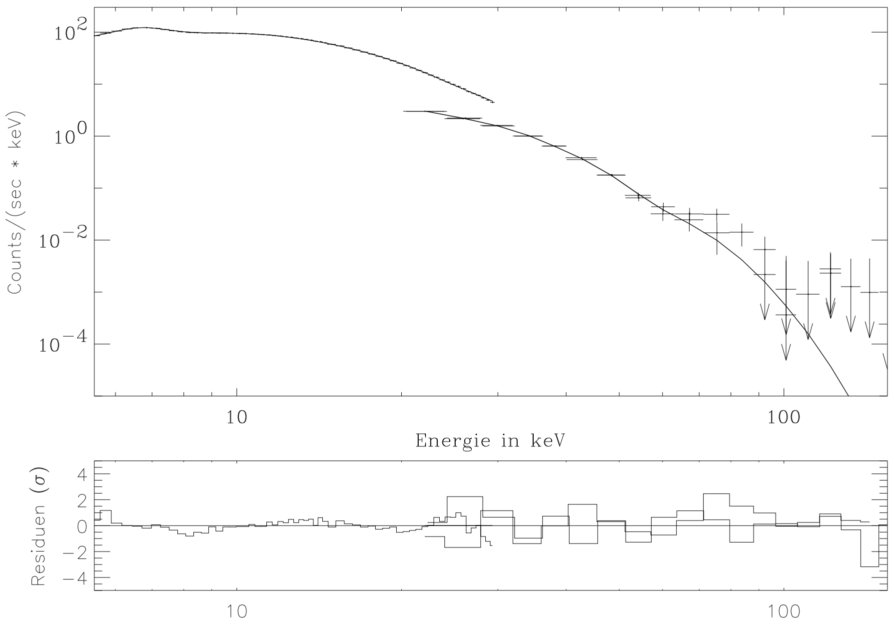

Abbildung 5.24: Fit des *COMPT*-Modells mit zwei Zyklotron-Absorptionslinien an Beobachtung #5 (siehe Tab. 5.7). Wie an den Residuen zu sehen ist, ergibt sich ein sehr guter Fit.

Tabelle 5.7: Fit des *COMPT*-Modells an die Beobachtung #5. Die Werte werden im Text diskutiert.

Parameter	Wert
Absorption N_H	$0.0 \cdot 10^{22}/cm^2$
Wien Temperatur kT	2.0 keV
Plasma Temperatur kT	6.9 keV
optische Tiefe τ	17.0
Zyklotron-Energie	23.5 keV
Tiefe 1	0.22
Tiefe 2	0.83
Faktor	2.3
Breite σ Eisenlinie	0.0 keV
χ^2_{red} (DOF)	0.68 (91)

Das nächste Modell ist das *COMPT*-Modell. Comptonisierte Spektren wurden in der Vergangenheit erfolgreich auf das Röntgenspektrum von Schwarzloch-Kandidaten (wie Cygnus X-1) angewandt (Dove et al. 1997). Bei dem hier verwendeten Comptonisierungs-Verfahren nach Titarchuk (1994), gibt es zwei Einstell-Möglichkeiten, je nachdem, ob es sich um eine Scheiben-Akkretion oder um eine sphärische Akkretion handelt. Da Vela X-1 ein Windakkretierer ist, wurde die sphärische Akkretion gewählt.

Auch das *COMPT*-Modell muß um die Eisen-Fluoreszenzlinie erweitert werden. Danach zeigen sich starke Residuen an den schon bekannten Stellen im Spektrum, so daß auch hier Zyklotron-Absorptionslinien hinzugenommen wurden.

Mit diesem Modell wurde der in Abb. 5.24 gezeigte Fit mit den in Tabelle 5.7 genannten Parametern erreicht. Dieser Fit ist ausgesprochen gut, wie das χ^2_{red} von 0.69 und auch Abb. 5.24 zeigen. Auch die meisten Parameter in Tabelle 5.7 sind vernünftig, insbesondere die für die Zyklotron-Absorptionslinien. Aber eine optische Tiefe τ von $\sim$17 ist viel zu viel. Das würde bedeuten, daß man "durch eine Wand hindurchsieht". Mit diesen Parametern befindet man sich ohnehin außerhalb des Gültigkeitsbereichs der Theorie von Titarchuk (Wilms, priv. com.).

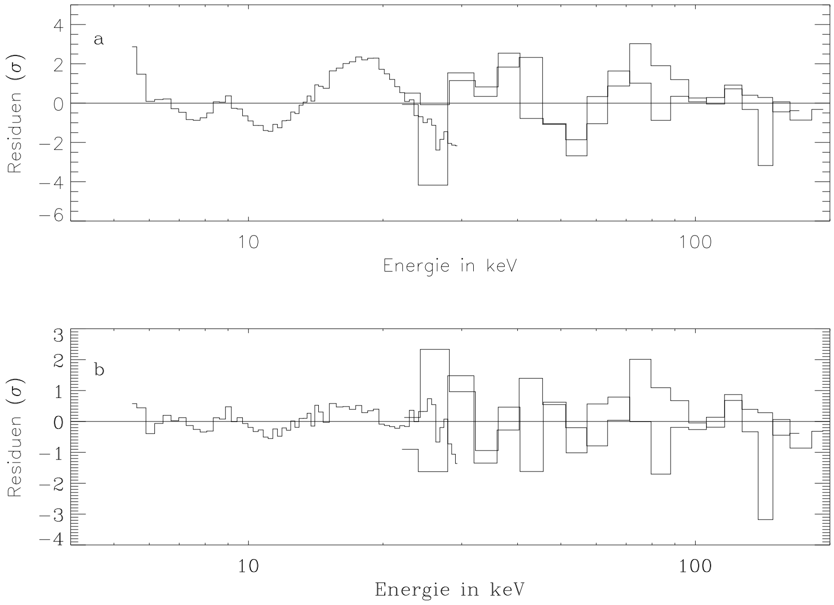

Abbildung 5.25: Fit des *PLFDCO*-Modells an die Beobachtung #5. In (a) wurden keine, in (b) zwei Zyklotron-Absorptionslinien mitgefittet. Die Residuen für (b) zeigen einen sehr guten Fit an.

Damit führt dieses Modell zwar zu einem guten Fit, aber die Parameter befinden sich in einem unphysikalischen Bereich, so daß auch dieses Modell ausgeschlossen werden muß.

Das *PLFDCO*-Modell besteht aus einem Potenzgesetz mit Fermi-Dirac Cutoff. Auch dieses Modell und muß durch eine additive Eisen-Fluoreszenz-Linie bei 6.4 keV ergänzt werden. Derartige Modelle wurden – abgesehen davon, daß anstelle des Fermi-Dirac-Cutoffs zumeist ein gewöhnlicher High-Energy-Cutoff verwendet wird – erfolgreich an die Spektren verschiedener Röntgen-Doppelsterne angefittet (viele Referenzen, z.B. Hercules X-1 (Mihara et al. 1991,...), Vela X-1 (Haberl & White 1990 und Haberl 1994,...), Centaurus X-3 (Ebisawa et al. 1996a,...), usw.).

Wie Abb. 5.25(a) zeigt, paßt dieses Modell einigermaßen, aber auch hier gibt es starke Residuen, die Zyklotron-Absorptionslinien sein könnten. In 5.25(b) sind die Residuen für das *PLFDCO*-Modell mit zwei Zyklotronlinien dargestellt. In Tabelle 5.8 sind alle Parameter für einen Fit mit zwei Linien zusammengefaßt. Was schon die Residuen zeigen, bestätigt das χ^2_{red} von 0.60: das *PLFDCO*-Modell mit Zyklotron-Linien beschreibt das Spektrum von Vela X-1 sehr gut. Bei der Darstellung der Residuen in Abb. 5.25 ist zu beachten, daß die Skalierung der Y-Achse von (a) nach (b) geändert wurde; dadurch treten wesentlich feinere Details in den Residuen deutlich zu Tage. Es fällt auf, daß trotzdem kaum ein Residuum auch nur annähernd in die Nähe der 3σ-Schwelle kommt.

Die einzelnen Parameter in Tabelle 5.8 sind alle im erlaubten Bereich. Das N_H ist zwar recht hoch; wie dieses zustande kommt, wird auf Seite 89 diskutiert. Photonenindex, Abbruch- und Faltungsenergie sind durchaus im bekannten Bereich. Die Zyklotron-Absorptionslinien liegen ungefähr da, wo sie auch schon mit anderen Instrumenten gefunden wurden. Daß der Faktor größer als zwei sein sollte (und es auch ist), wurde bereits angesprochen.

Als letztes soll noch das *NPEX*-Modell besprochen werden. Auch dieses Modell muß um eine Eisen-Fluoreszenzlinie erweitert werden. Danach zeigen sich die hinlänglich bekannten Residuen bei $\sim$20 und $\sim$50 keV. Nach Hinzunahme der Zyklotron-Absorptionslinien zeigte sich, daß das Modell in der Lage ist, ähnlich gute Fits zu produzieren, wie das *PLFDCO*-Modell. Die Parameter sind in Tab. 5.9 zusammengefaßt. Im Rahmen der Fehler und der für Vela X-1 typischen

Tabelle 5.8: Die Parameter zu dem Fit mit dem *PLFDCO*-Modell an Beobachtung #5. Die Residuen sind in Abb. 5.25(b) dargestellt.

Parameter	Wert
Absorption N_H	$25.7 \cdot 10^{22}/cm^2$
Photonenindex α	0.73
Cutoff-Energie E_{cut}	23.4 keV
Faltungs-Energie E_{fold}	10.9 keV
Zyklotron-Energie	24.2 keV
Tiefe 1	0.18
Tiefe 2	1.05
Faktor	2.25
Breite σ Eisenlinie	0.21 keV
χ^2_{red} (DOF)	0.60 (91)

Tabelle 5.9: Fit mit dem *NPEX*-Modell an die Beobachtung #5. Das χ^2_{red} zeigt, daß sich auch mit diesem Modell ein guter Fit produzieren läßt.

Parameter	Wert
Absorption N_H	$23.6 \cdot 10^{22}/cm^2$
Photonenindex α_1	0.19
Photonenindex α_2	-1.99
Temperatur kT	7.04 keV
Zyklotron-Energie	23.7 keV
Tiefe 1	0.19
Tiefe 2	0.89
Faktor	2.30
Breite σ Eisenlinie	0.40 keV
χ^2_{red} (DOF)	0.65 (90)

Variationen passen die Parameter auch zu denen, die der Erfinder (und bisher einzige Verwender) des *NPEX*-Modells Tatehiro Mihara gefunden hat (Mihara 1995a). Zu diesem Vergleich siehe Abschnitt 5.8.2.

Ein Problem beim Arbeiten mit dem *NPEX*-Modell ist, daß es sich als schwierig in der Handhabung herausstellt; die Fits sind teilweise sehr instabil und das Fitprogramm neigt dazu, das negative Potenzgesetz auf Null zu normieren, so daß ein gewöhnliches Potenzgesetz mit exponentiellem Faktor übrigbleibt. Zudem ist die Zahl der freien Parameter um eins größer als beim *PLFDCO*-Modell.

Aus diesem Vergleich der fünf Modelle geht hervor, daß lediglich das *PLFDCO*-Modell und das *NPEX*-Modell in der Lage sind, das Spektrum von Vela X-1 akzeptabel zu beschreiben. Da letzteres jedoch einen Parameter mehr als das *PLFDCO*-Modell hat und es sich beim Arbeiten als relativ instabil erwies, wurde es nicht weiter verwendet.

Das *BBody* und *BREMS*-Modell lieferten auch nach Hinzunahme von Zyklotron-Absorptionslinien immer noch einen inakzeptabel schlechten Fit und auch die Residuen bestätigten, daß diese Modelle strukturell nicht zu den Daten passen. Die Comptonisierung nach Titarchuk liefert zwar einen guten Fit aber mit unphysikalischen Parametern.

Damit wird bei allen folgenden Fits nur noch das *PLFDCO*-Modell verwendet.

5.6.2 Die Beobachtungen #2 — #5

In Abb. 5.26 bis Abb. 5.29 werden die Fits dieses *PLFDCO*-Modells an die Spektren der Beobachtungen #2 bis #5 einmal ohne und einmal mit Zyklotron-Absorptionslinien dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, daß bei allen vier Beobachtungen die Fits ohne Zyklotron-Absorptionslinien schlechter sind als die Fits mit Linien. Insbesondere bei ∼25 keV zeigen sich starke linienförmige Residuen. Deshalb wurden zunächst für den Bereich der stärksten Residuen um ∼25 keV eine Zyklotron-Absorptionslinie hinzugenommen. Dadurch wurde ein großer Teil der Residuen – insbesondere um ∼25 keV herum – beseitigt, bzw. erheblich verkleinert.

Es zeigte sich, daß bei den Beobachtungen #2 und #5 immer noch Residuen – bei ∼50 keV – vorhanden sind. Diese sind zwar längst nicht so absorptionslinienförmig, wie die bei ∼25 keV, aber sie weisen darauf hin, daß in diesem Bereich das Spektrum nicht gut durch das Modell beschrieben wird. Deshalb wurde das Modell um eine Linie erweitert.

Wie sich zeigte, verringerte diese weitere Absorptionslinie die Residuen bei den Beobachtungen #2 und #5. Bei den anderen beiden Beobachtungen wurde keine Linie gefunden – bei diesen beiden ist auch die Fundamental-Linie nicht besonders stark ausgeprägt (siehe Tab. 5.10).

Wie die Werte für die Tiefe der Zyklotron-Absorptionslinien in Tabelle 5.10 zeigen, ist die fundamentale Linie bei allen vier Beobachtungen signifikant, wenn auch bei den Beobachtungen #3 und #4 nur marginal; wesentlich deutlicher ist sie bei den Beobachtungen #2 und #5 ausgeprägt, dort ist – neben der relativen Unsicherheit – auch die *absolute* Unsicherheit trotz größerer Tiefe kleiner. Trotz der großen Unterschiede zwischen den vier Beobachtungen (zum Beispiel variiert die Cutoff-Energie zwischen ∼24 keV bei Beob. #5 und ∼37 keV bei Beob. #4), ist die Linie ziemlich gut bei ∼23.5 keV lokalisiert. Das die Unsicherheiten bei den Beob. #3 und #4 wesentlich größer sind (Faktor drei bis fünf) ist verständlich, da bei diesen die Linien auch wesentlich flacher sind und somit kann das Linien-Zentrum relativ weit – ohne große Fehler hervorzurufen – verschoben werden. Insbesondere die geringen Unsicherheiten bei den markanten Linien von Beob. #2 und #5 sprechen für ein Linienzentrum bei ∼24 keV.

Die erste harmonische Zyklotron-Absorptionslinie ist zwar bei Beob. #2 und #5 zu sehen und verbessert auch die Residuen, aber sie ist nur bei der Beobachtung #5 signifikant, d.h. bei Beob. #2 könnte es sich um einen Zufall handeln, das die Hinzunahme der harmonische Linie zur Verbesserung des Fits führt (siehe unten und vgl. F-Test: Tab. 5.11). Auch der nur sehr ungenau bestimmte Faktor bestätigt dies. Da die zweite Linie mit einem Faktor von ∼2.3 bei ∼55 keV liegt, kann man nur auf *HEXTE*-Daten zurückgreifen. Da die *HEXTE*-Daten, wie schon diskutiert wurde, eine wesentlich geringere statistische Signifikanz als die *PCA*-Daten aufweisen, sind Linien in diesem Bereich nicht sehr gut zu bestimmen. Die erste harmonische Linie bei Beob. #5 hingegen ist sehr deutlich und auch unter Berücksichtigung der Unsicherheiten signifikant. Dies zeigt sich auch darin, daß sie sehr gut lokalisiert ist; der Faktor hat – verglichen mit Beobachtung #2 – kleine Unsicherheiten.

Diese Aussagen werden von den χ^2_{red} Werten in Tabelle 5.11 bestätigt. Sie macht deutlich, daß die bei Beobachtung #2 gesehene erste harmonische Zyklotron-Absorptionslinie nicht sehr signifikant ist; die Verbesserung des reduzierten χ^2 ist nur minimal. Der F-Test bestätigt dies ebenfalls: mit etwa 40 %iger Wahrscheinlichkeit handelt es sich bei dieser Verbesserung um einen Zufall. Anders freilich bei Beobachtung #5: das χ^2_{red} verbessert sich durch Hinzunahme der zweiten Linie deutlich um fast 0.2 Punkte und auch der F-Test gibt an, daß die Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Verbesserung verschwindend klein ist.

Noch deutlicher fällt diese Untersuchung für die Existenz der Fundamental-Linie aus. Die bei den Beobachtungen #3 und #4 recht schwache Linie führt aber immer noch zu einer Verbesserung des χ^2_{red} von 0.13 Punkten und der F-Test gibt an, daß diese Verbesserung kaum zufällig ist. Stark hingegen ist die untere Linie bei der zweiten Beobachtung, hier verbessert sich das χ^2_{red} von mäßig akzeptablen 1.33 bei einem Fit ohne Zyklotronlinien zu sehr guten 0.57. Bei der Beobachtung #5

Tabelle 5.10: Die Parameter für die Fits mit dem *PLFDCO*-Modell an die phasengemittelten Spektren der vier Beobachtungen. Bei der Zyklotron-Absorptionslinie wurde die Breite der Fundamental-Linie auf 5 keV fixiert, da diese nicht unabhängig von der Tiefe bestimmt werden kann. Die Breite der harmonischen Linie ist – wie die Lage – über den Faktor gekoppelt (siehe 5.5.7). Die Lage der Eisen-Linie wurde auf 6.4 keV fixiert und ihre Breite auf maximal 0.4 keV limitiert außer bei Beob. #3, bei der sie auf 1.5 keV limitiert wurde. Die angegebenen Fehler sind ein Sigma Grenzen.

Parameter			Beob. #2	Beob. #3	Beob. #4	Beob. #5
Absorption	N_H	$[10^{22}/cm^2]$	$0.0^{+2.6}_{-0.0}$	$0.0^{+3.3}_{-0.0}$	$22^{+3.5}_{-7.0}$	$25.7^{+1.9}_{-1.8}$
Potenz-Gesetz	α		$0.81^{+0.09}_{-0.03}$	$1.34^{+0.12}_{-0.06}$	$1.60^{+0.04}_{-0.03}$	$0.73^{+0.03}_{-0.03}$
Cutoff	E_{cut}	[keV]	$26.7^{+1.0}_{-2.0}$	$34.9^{+2.2}_{-2.5}$	$37.2^{+2.8}_{-3.5}$	$23.4^{+2.5}_{-6.5}$
	E_{fold}	[keV]	$8.5^{+0.2}_{-0.2}$	$8.3^{+0.8}_{-0.9}$	$8.3^{+1.5}_{-1.5}$	$10.9^{+0.5}_{-0.3}$
Eisenlinie	σ	[keV]	0.40	1.42	0.40	0.21
1. Zyklotron-Linie	E_{cyc}	[keV]	$24.1^{+0.4}_{-0.5}$	$22.7^{+1.3}_{-1.2}$	$23.1^{+2.0}_{-1.6}$	$24.2^{+0.4}_{-0.5}$
	Tiefe		$0.22^{+0.04}_{-0.04}$	$0.11^{+0.06}_{-0.04}$	$0.13^{+0.06}_{-0.05}$	$0.18^{+0.05}_{-0.04}$
2. Zyklotron-Linie	Tiefe		$0.29^{+0.9}_{-\infty}$	—	—	$0.18^{+0.05}_{-0.04}$
	Faktor		$2.43^{+\infty}_{-0.4}$	—	—	$2.25^{+0.17}_{-0.09}$
χ^2_{red} (DOF)			0.56 (102)	0.61 (102)	0.43 (102)	0.79 (102)

Tabelle 5.11: Reduzierte Chi-Quadratwerte für Fits an die vier Beobachtungen ohne, mit einer oder zwei Zyklotron-Absorptionslinien. Das Q(F) gibt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Verbesserung des χ^2_{red} durch die zusätzlichen Parameter zufällig ist.

Modell: *PLFDCO* &	DOF	Beob .#2	Beob. #3	Beob. #4	Beob. #5
keine Zyklotron-Linien	106	1.33	0.74	0.56	2.43
nur Fundamental-Linie	104	0.57	0.61	0.43	0.94
$\Longrightarrow$Q(F)		$\equiv$0.0 %	0.002 %	$< 10^{-5}$ %	$\equiv$0.0 %
Fundamental- und harmonische Linie	102	0.56	—	—	0.79
$\Longrightarrow$Q(F)		40 %	—	—	$\sim 10^{-4}$ %

ist ein akzeptabler Fit *ohne* Zyklotron-Absorptionslinien *nicht* möglich (siehe Tab. 5.11). Laut dem F-Test ist die Wahrscheinlichkeit für eine zufällige Verbesserung identisch Null.

Die Eisen-Fluoreszenzlinie wurde bei 6.4 keV fixiert, während die Breite der Linie auf 0.4 keV limitiert wurde. Theoretisch sollte die Linie ein Delta-Peak sein, was aber beim Fitten zu starken Residuen bei ~6.5 keV führt. Eine Ausnahme bildet die Beobachtung #3, bei der die Linienbreite auf 1.5 keV limitiert wurde, da bei allen Fits konsistent Breiten deutlich größer als 0.5 keV gefunden wurden und sich akzeptable Fits nicht mit geringeren Breiten erreichen ließen. Beim Betrachten der Residuen ohne Linie fiel auf, daß sich bei ~7 keV ein sehr breiter Buckel befindet; dieser Buckel läßt sich vermutlich auf Unsicherheiten in der Response zurückführen, da dieser auch bei zahlreichen anderen Quellen beobachtet wurde (Wilms, priv. com.). Gottwald et al. (1995) berichten aber ebenfalls eine ähnlich breite Eisen-Fluoreszenzlinie anhand von *EXOSAT* Daten. Sie nehmen an, daß die Linien von höher ionisiertem Eisen dafür verantwortlich sind.

Beim Vergleich der vier Beobachtungen fällt auf, daß die Wasserstoff-Säulendichte von Beobachtung #2 zu Beobachtung #5 um mehr als einen Faktor zehn ansteigt. Dieses Phänomen kann anhand von Abb. 5.2 und Abb. 5.3 verstanden werden. Nach Haberl & White (1990) folgt dem Neutronenstern ein Akkretions-Strom, d.h. er akkretiert nicht nur direkt aus dem Wind, sondern

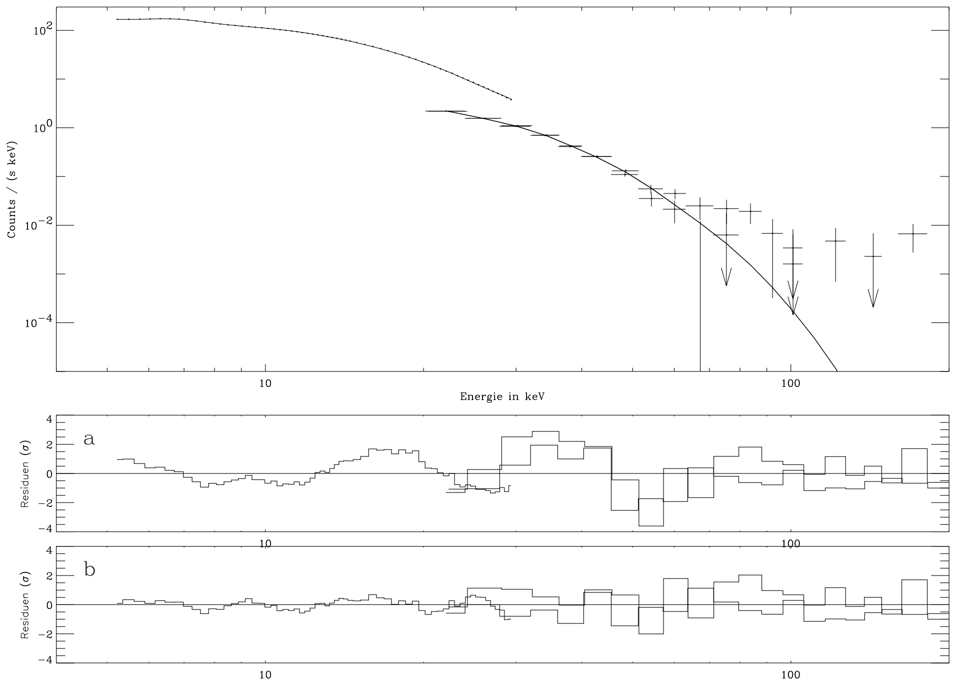

Abbildung 5.26: Fit und Residuen an Beobachtung #2. Oben das gefaltete Spektrum und Modell. Unten der Vergleich zwischen dem Modell (a) ohne und (b) mit Zyklotron-Absorptionslinien.

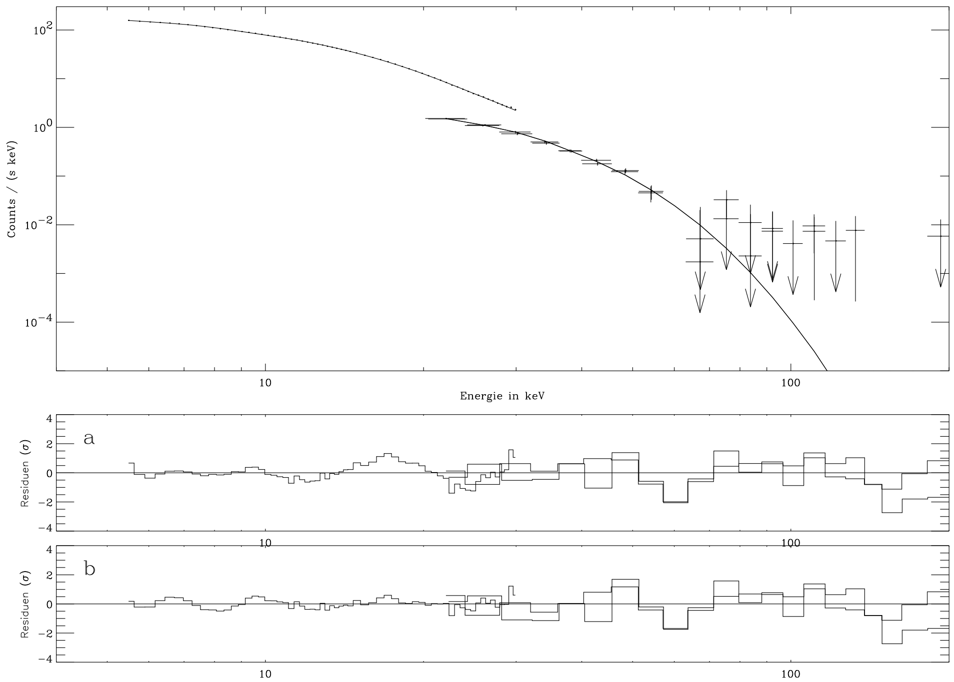

Abbildung 5.27: Fit und Residuen an Beobachtung #3. Oben das gefaltete Spektrum und Modell. Unten der Vergleich zwischen dem Modell (a) ohne und (b) mit Zyklotron-Absorptionslinien.

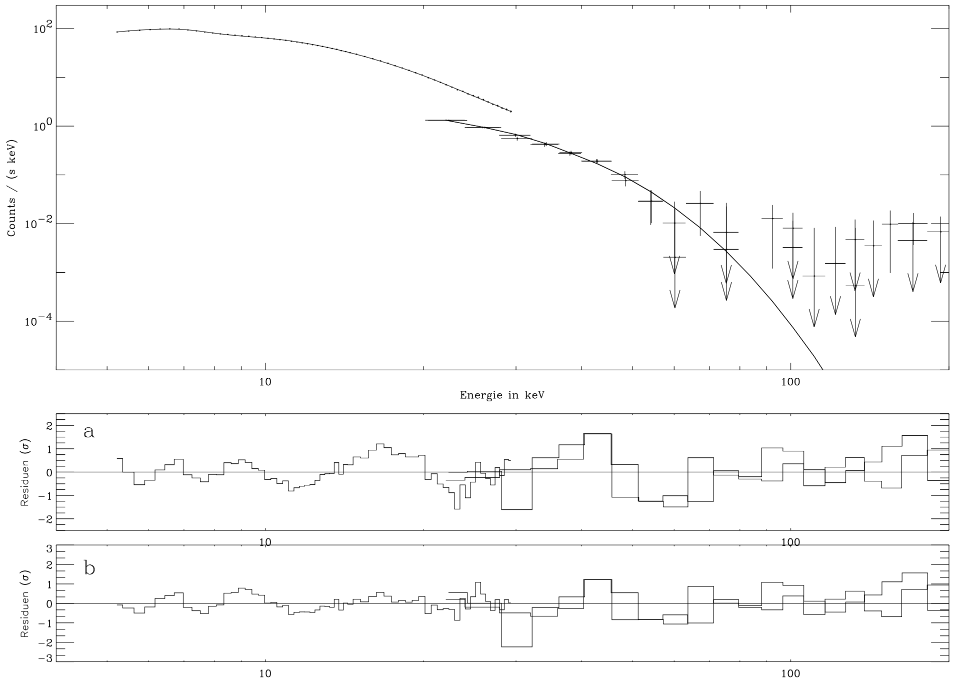

Abbildung 5.28: Fit und Residuen an Beobachtung #4. Oben das gefaltete Spektrum und Modell. Unten der Vergleich zwischen dem Modell (a) ohne und (b) mit Zyklotron-Absorptionslinien.

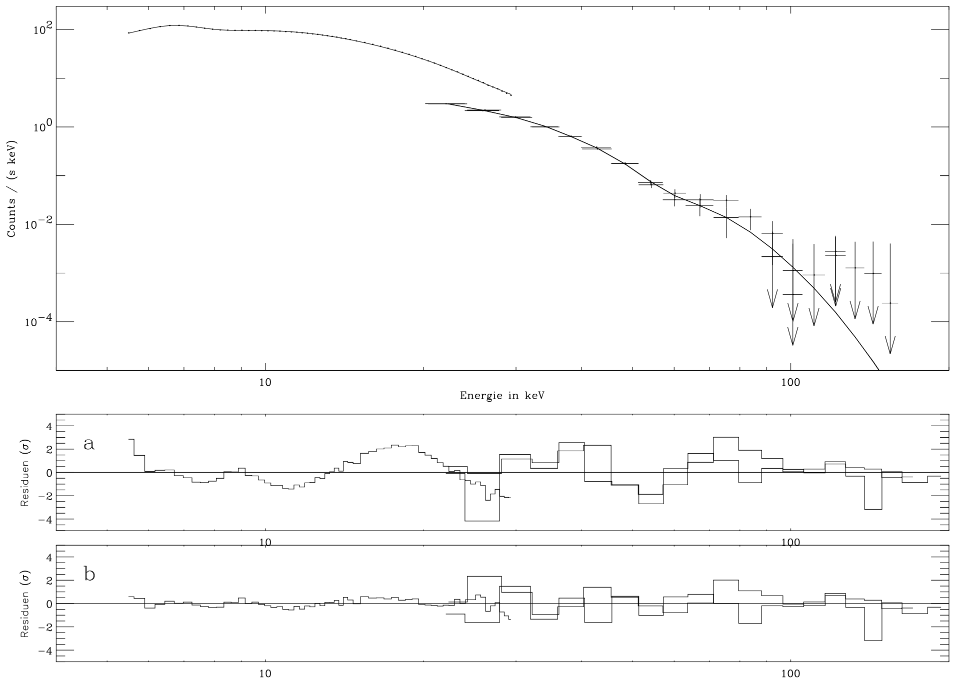

Abbildung 5.29: Fit und Residuen an Beobachtung #5. Oben das gefaltete Spektrum und Modell. Unten der Vergleich zwischen dem Modell (a) ohne und (b) mit Zyklotron-Absorptionslinien. In diesem Fall ist auch in dem gefalteten Modell die obere Zyklotron-Absorptionslinie zu sehen.

das zu akkretierende Material folgt dem Neutronenstern in einem Akkretionsstrom. Bei der Beobachtung #2 ist der Neutronenstern erst vor relativ kurzer Zeit aus der Bedeckung durch den Begleitern gekommen. Da sich der Strom hinter dem Neutronenstern befindet, ist relativ wenig Material zwischen dem Beobachter und der Röntgenquelle und damit ist die Absorption gering. Bei Beobachtung #3 hat sich an diesem Zustand relativ wenig geändert: der Neutronenstern befindet sich direkt vor dem Begleiter, die Strahlung der Röntgenquelle wird von dem dem Neutronenstern folgenden Akkretionsstrom noch nicht beeinflußt. Anders hingegen bei Beobachtung #4: der Neutronenstern bewegt sich wieder auf die Bedeckung zu und zieht den Akkretionsstrom hinter sich her. Damit muß die entstehende Röntgenstrahlung auf ihrem Weg zur Erde erst das Material des Stroms durchqueren und wird – da dieser relativ dicht ist – stark absorbiert. Bei Beobachtung #5 befindet sich der Neutronenstern kurz vor dem Eintritt in die Bedeckung und die Röntgenstrahlung wird noch stärker durch zirkumstellare Materie und den Akkretionsstrom absorbiert. Dieses Bild deckt sich mit dem von Kaper, Hammerschlag-Hensberge & Zuiderwijk (1994) aus optischen Beobachtungen gewonnenen.

Durch die starke Variabilität von Vela X-1 und die Präsenz des Akkretions-Stroms, der das Spektrum im Laufe eines Umlaufs des Neutronensterns um seinen Begleiter stark verändert, ist es nicht ratsam, die vier Beobachtungen zusammenzufassen. Die höheren Zählraten (und besseren Fit-Möglichkeiten) werden durch diese Effekte wieder zunichte gemacht. Ein derartiges Vorgehen wurde zwar ausprobiert, mußte aber alsbald wieder verworfen werden.

5.6.3 Flare-Spektrum

Wie bereits in Abschnitt 5.4 gezeigt, fand während der Beobachtung #2 ein Ausbruch statt. Hier soll nun das Spektrum während dieses Flares mit dem Spektrum der daran anschließenden Ruhephase verglichen werden.

Dabei ergab sich aber ein unerwartetes Problem. Für diesen Zeitabschnitt (MET 67575700 bis 67577200) gibt es *keine HEXTE*-Daten; lediglich die *PCA*-Daten stehen zur Verfügung. Aufgrund des – im Rahmen dieser Arbeit – zu kleinen Energiebereichs des *PCA* von 5 bis 30 keV, ist es nicht sinnvoll, nur die *PCA*-Daten zum Fitten heranzuziehen.

Daher wurden andere Methoden benutzt, um das Spektrum des *PCA* auszuwerten und mit dem Spektrum des Ruhezustandes zu vergleichen.

Zunächst wurde ein sog. *Hardness-Ratio* der gesamten Beobachtung zwei erstellt. Ein Hardness-Ratio (Farbe) definiert man wie folgt (C ist die Zählrate):

$$R = \frac{C_{\mathrm{hard}} - C_{\mathrm{soft}}}{C_{\mathrm{hard}} + C_{\mathrm{soft}}} \tag{5.3}$$

Wobei “hard” und “soft” nicht absolut festgelegt sind, sondern für jedes Hardness-Ratio neu festgesetzt wird, welcher Energiebereich “hard” und welcher “soft” ist.

Ein Farb-Diagramm ist in Abb. 5.30 dargestellt. Erstaunlicherweise ändert sich das Hardness-Ratio während des Ausbruchs kaum, sieht man davon ab, daß die “Spitzen” während des Ausbruchs etwas höher sind als außerhalb des Ausbruchs. Die übliche Annahme, daß das Spektrum während eines Ausbruchs weicher wird, trifft offenbar bei Vela X-1 nicht zu. Desweiteren erkennt man einzelne starke Anstiege des Hardness-Ratios, die aber nicht mit irgendwelchen besonderen Ereignissen in der Lichtkurve korreliert sind. Ein derartiges Verhalten fanden auch schon Haberl & White (1990) in *EXOSAT*-Daten.

Im nächsten Schritt soll das Spektrum während des Ausbruchs direkt mit dem der Ruhephase verglichen werden, indem das Flare-Spektrum durch das Spektrum des Ruhezustands geteilt wird. Das Ergebnis ist in Abb. 5.31 dargestellt.

Es ist deutlich zu sehen, daß das Verhältnis zu höheren Energien hin nicht sinkt, sondern es bleibt einigermaßen konstant, bzw. es steigt sogar leicht an. Das Verhältnis erreicht bei $\sim$35 keV ein

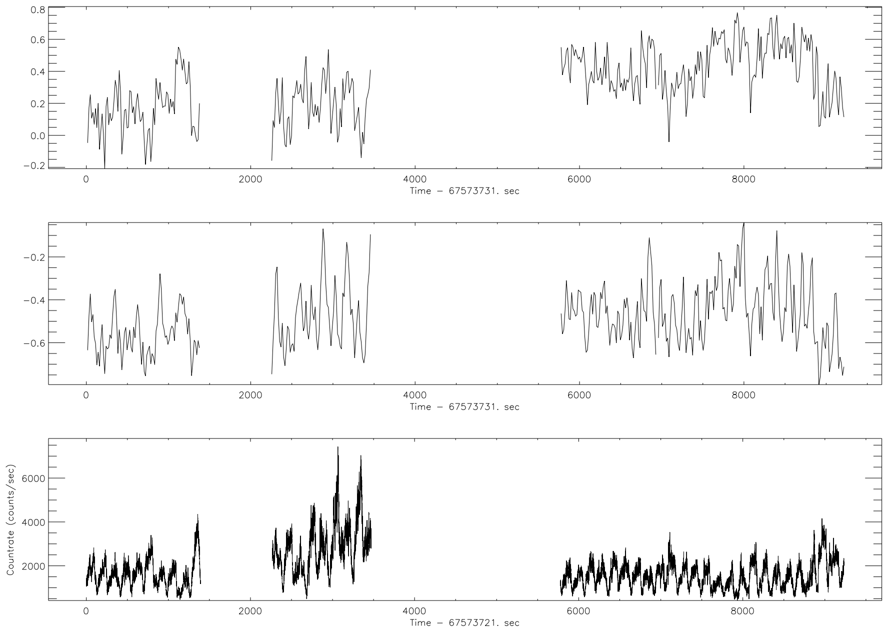

Abbildung 5.30: Zwei Hardness-Ratios der Beobachtung #2. Im oberen wurden ein mittleres Energieband (10–20 keV) und ein sehr weiches Band (0–5 keV) in Relation gesetzt. Im unteren wurde anstelle des mittleren ein härteres Band (20–30 keV) verwendet. Deutlich erkennt man die Variation der spektralen Härte im Verlauf eines einzelnen Pulses.

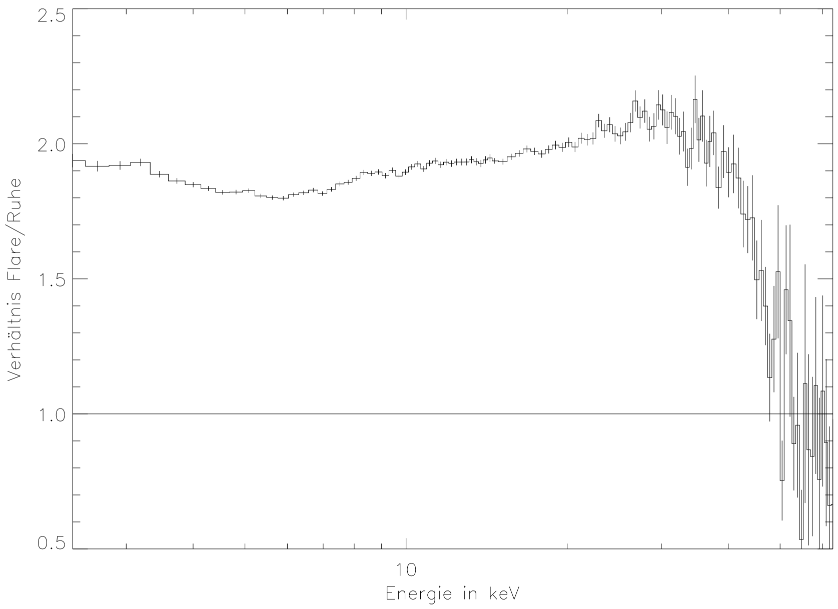

Abbildung 5.31: Verhältnis des Flare-Spektrums zum Ruhe-Spektrum. Die Abbildung wird im Text diskutiert. Bei beiden Spektren wurde vorher der Hintergrund abgezogen.

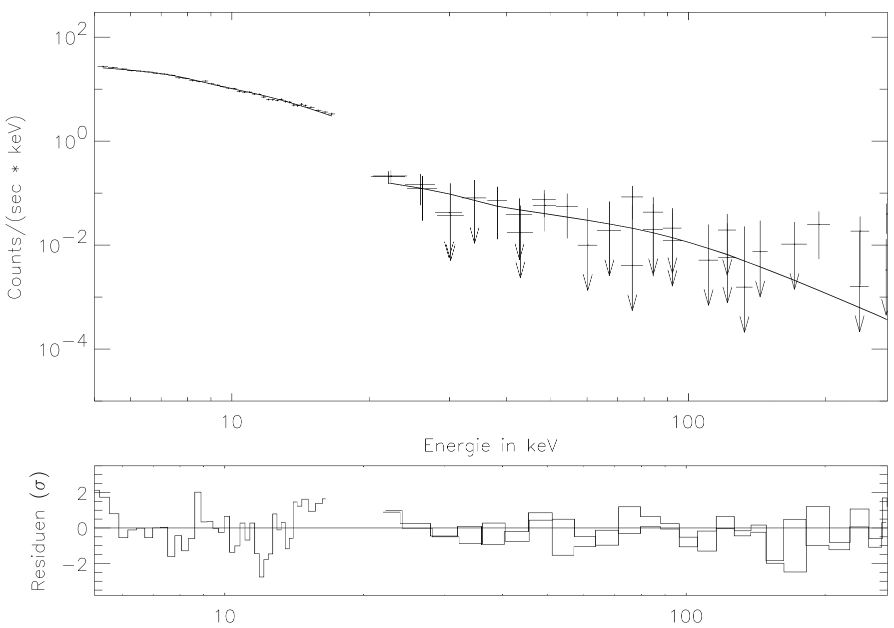

Abbildung 5.32: Spektrum und Fit des Silent-Zustandes zu Beginn von Beobachtung #3. Wegen der geringen statistischen Signifikanz der *HEXTE*-Daten ist dort beinahe jeder Fit möglich.

Maximum und bricht dann ab, bis es nur noch um eins herum streut. Das wiederum bedeutet, daß das Spektrum bei einem Ausbruch etwas härter wird. Der Abbruch bei höheren Energien läßt sich nicht einfach interpretieren, da das *PCA*-Spektrum oberhalb von 30 keV zunehmend vom Hintergrund dominiert wird und ein unvollkommen abgezogener Hintergrund die Ergebnisse stark verfälschen kann.

Zusammenfassend ergibt sich, daß sich das Spektrum während eines Ausbruchs nur wenige ändert, lediglich etwas härter wird, wobei bei noch höheren Energien eine Interpretation schwierig ist.

5.6.4 Silent-Spektrum

Zu Beginn von Beobachtung #3 wurde, wie bereits in Abschnitt 5.4 gezeigt, ein Silent-Zustand beobachtet, während der die Röntgen-Emission von Vela X-1 auf $\sim$20 % des Normal-Niveaus absinkt. Aus diesem $\sim$500 Sekunden langen Abschnitt konnten sowohl *PCA*, als auch *HEXTE*-Spektren gewonnen werden.

Bei der Auswertung dieses Spektrums ergibt sich allerdings ein praktisches Problem: da die Zählrate stark sinkt, werden selbst im *PCA* nur $\sim$250 Ereignisse pro Sekunde im gesamten Energiebereich registriert. Da das Spektrum schon ab $\sim$15 keV deutlich durch den Hintergrund dominiert wird, können nur der Bereich von 5 bis 15 keV zur Auswertung herangezogen werden. In diesem Bereich werden noch $\sim$185 Ereignisse pro Sekunde registriert. Bei *HEXTE* sieht es deutlich schlechter aus: hier werden im nutzbaren Energiebereich (der dank gutem Hintergrund nicht eingeschränkt werden mußte) nur $\sim$2 Ereignisse pro Sekunde registriert.

Damit ist es beinahe unmöglich, einen Fit zu erstellen, der sich mit den bisherigen vergleichen läßt. In Abb. 5.32 wird das deutlich. Aufgrund der geringen *HEXTE*-Zählraten, ist es nicht möglich eine Cutoff-Energie zu bestimmen, wie aus Tabelle 5.12 hervorgeht, wird überhaupt kein Cutoff für einen guten Fit benötigt. Ebenso wird auch keine Absorption benötigt.

Die Eisenlinie hingegen war präsent und wurde wie üblich auf 6.4 keV fixiert. Ihre Breite hingegen konnte – wie in der ganzen Beobachtung #3 – nicht auf das übliche Maß eingeschränkt werden.

Tabelle 5.12: Die Parameter des Fits an die Silent-Zustandes zu Beginn von Beobachtung #3. Als Modell wurde ein Potenzgesetz mit additiver Eisenlinie benutzt. Die Eisenlinie wurde auf 6.4 keV fixiert. Die angegebenen Fehler sind ein Sigma Grenzen.

Parameter		Wert
Absorption	N_H	—
Potenzgesetz	α	$1.63\ ^{+0.11}_{-0.02}$
Cutoff	E_{cut}	—
	E_{fold}	—
	Breite σ der Eisenlinie	$1.01\ ^{+0.34}_{-0.2}$
χ^2_{red} (DOF)		1.16 (86)

Mit einem Photonenindex von $\sim$1.6 liegt das Spektrum in dem von Vela X-1 bekannten Bereich (siehe Tab. 5.10). Es bestätigt sich also, was Inoue et al. (1984) damals gefunden hatten: das Spektrum ändert sich – im Rahmen der Unsicherheiten – während eines Silent-Zustandes nicht.

5.6.5 Andere Analyse-Methoden: Hardness-Ratios

Da – insbesondere während der ersten neun Monate der Arbeit – die Response Matrizen von *HEXTE*, aber bis zuletzt auch die des *PCA* ständig verändert wurden, so daß man den Fit-Ergebnissen nicht trauen konnte, wurde auch nach anderen Methoden gesucht, um die spektralen Daten auszuwerten.

Hierfür bieten sich Hardness-Ratios an. In Abschnitt 5.6.3 wurde definiert, was in dieser Arbeit unter einem Hardness-Ratio verstanden wird.

Da in Abb. 5.30 bereits ein Hardness-Ratio für die Beobachtung #2 gezeigt wurde, soll an dieser Stelle nur noch eines für die Beobachtung #5 gezeigt werden: siehe Abb. 5.33. Direkt unter den beiden Hardness-Ratios ist die Lichtkurve dargestellt.

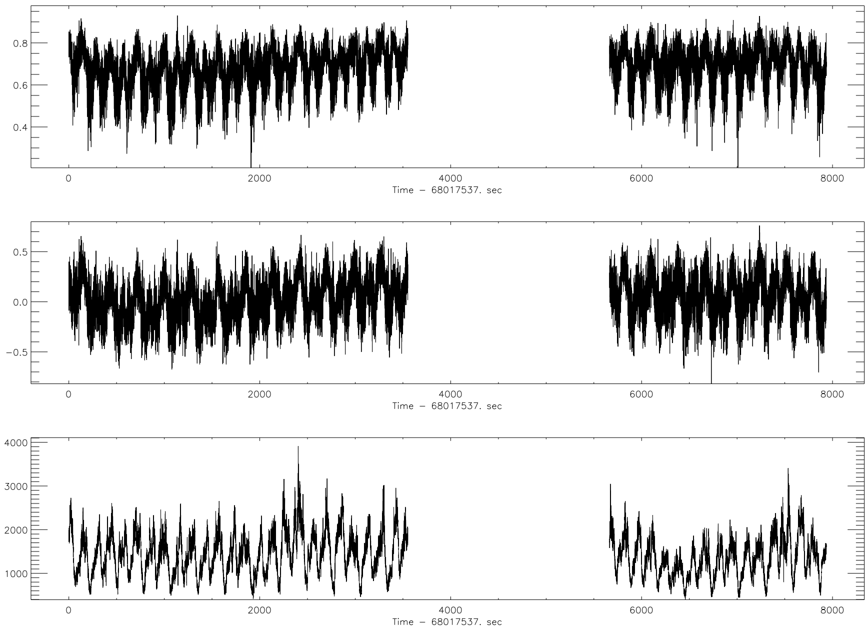

Abbildung 5.33: In den oberen beiden Abbildungen sind Hardness-Ratios aus Lichtkurven aus den Energiebändern 0–5 keV und 10–20 keV, sowie 0–5 keV und 20–30 keV dargestellt. Im untersten Bild ist die zugehörige Lichtkurve (aus dem ganzen Energiebereich des *PCA*) dargestellt.

Die Hardness-Ratios sind offenbar starken Schwankungen unterworfen, die mit der Intensität korreliert sind. Darauf wird in Abschnitt 5.7.4.1 noch detaillierter eingegangen.

Ansonsten fällt bei dieser Beobachtung nichts Besonderes auf. Es sind keine der von Haberl & White (1990) berichteten plötzlichen Anstiege des Hardness Ratios zu sehen, aber es ist zu berücksichtigen, daß der betrachtete Zeitausschnitt sehr kurz ist.

Das Gleiche gilt für die hier nicht gezeigten Beobachtungen drei und vier, die ebenfalls keine Ausbrüche beeinhalten.

Während des Silent-Zustandes bei Beobachtung #3 scheint das Hardness-Ratio erheblich anzusteigen, aber dabei muß berücksichtigt werden, daß bei der Diskussion dieses Abschnittes (siehe Abschnitt 5.6.4) festgestellt wurde, daß bedingt durch die geringe Zählrate dem Spektrum bis maximal $\sim$15 keV vertraut werden darf, da es oberhalb stark vom Hintergrund dominiert ist. Das ist bei der Berechnung der Farben noch schlimmer, denn es steht keinerlei Hintergrund für die Lichtkurven zur Verfügung, so daß höchstwahrscheinlich nur der über das gesamte Spektrum einigermaßen gleichmäßige Hintergrund (siehe Abb. 4.8) für das Ansteigen des Hardness-Ratios verantwortlich ist.

5.7 Phasenaufgelöste Spektren

Nachdem zur Erstellung aller bisher gezeigten Spektren immer die gesamte zur Verfügung stehende Beobachtungszeit, bzw. besondere Ereignisse herausgesucht wurden, sollen jetzt Spektren untersucht werden, die aus einem ganz bestimmten Teil des Pulsprofils stammen. Zu diesem Zweck wurde jeder Puls in gleich große Abschnitte unterteilt. Da es nicht sinnvoll ist, jedes Teilstück jedes einzelnen Pulses zu Fitten (die Statistik wäre so schlecht, daß keine komplexen Modelle gefittet werden können), wurden phasengleiche Stücke der einzelnen Pulse wiederum zusammengefaßt. Die so gewonnen Spektren heißen *phasenaufgelöste Spektren*.

5.7.1 Zehn Phasenbins

Zunächst wurde bei allen vier Beobachtungen der Puls in zehn Bins aufgeteilt. Die Einteilung ist in Abb. 5.34 dargestellt.

Trotz des Zusammenfassens der Phasenbins verschiedener Pulse zu einem Spektrum ist die Zählrate bei *HEXTE* nicht besonders hoch – insbesondere in den Phasenabschnitten außerhalb der beiden Pulse. Daher verwundert es auch nicht, daß die Ergebnisse in den Tabellen 5.13 bis 5.16 zum Teil eine viel größere Streuung haben, als die phasengemittelten Spektren. Auch die Fehler sind zum Teil unangenehm groß.

Zum Fitten der zehn Spektren (je Beobachtung) wurde das *PLFDCO*-Modell mit additiver Eisen-Fluoreszenzlinie verwendet. Da die anderen Modelle sich für die phasengemittelten Spektren als untauglich herausgestellt haben, war es nicht anzunehmen, daß sie auf die phasenaufgelösten passen würden. Ein schneller Test bestätigte dies.

Wie auch schon bei den phasengemittelten Spektren ergab sich alleine mit dem *PLFDCO*-Modell und additiver Eisenlinie in den meisten Fällen kein akzeptabler Fit; es zeigten sich die hinlänglich bekannten Residuen. Ein Spektrum wurde exemplarisch herausgegriffen und in Abb. 5.35(a) dar-

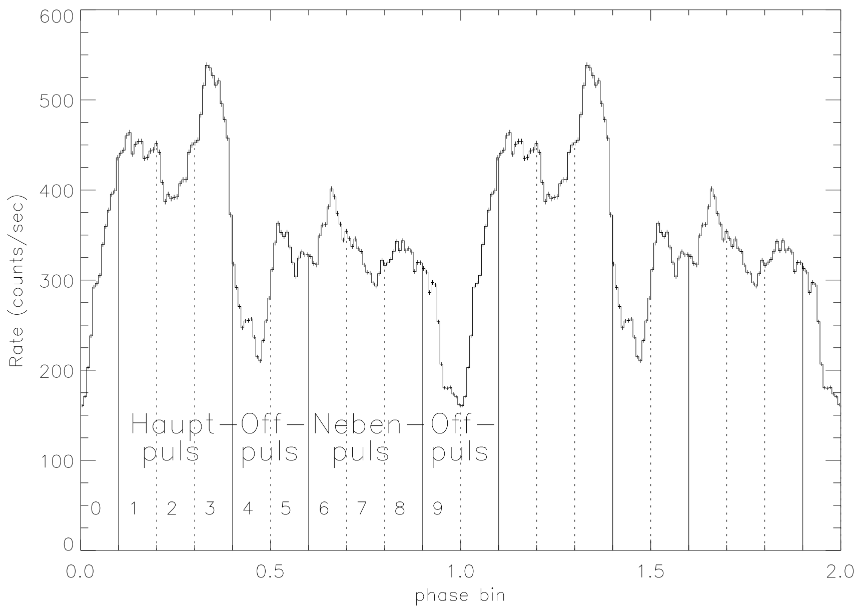

Abbildung 5.34: Unterteilung eines Pulsprofiles in Hauptpuls, Nebenpuls und Offpuls. Bei dem gezeigten Pulsprofil handelt es sich um ein Pulsprofil aus dem Energiebereich 4–6 keV, da sich in diesem niedrigen Energieband – im Gegensatz zum harten Energiebereich oberhalb von ∼20 keV– der Hauptpuls und der Nebenpuls deutlich unterscheiden.

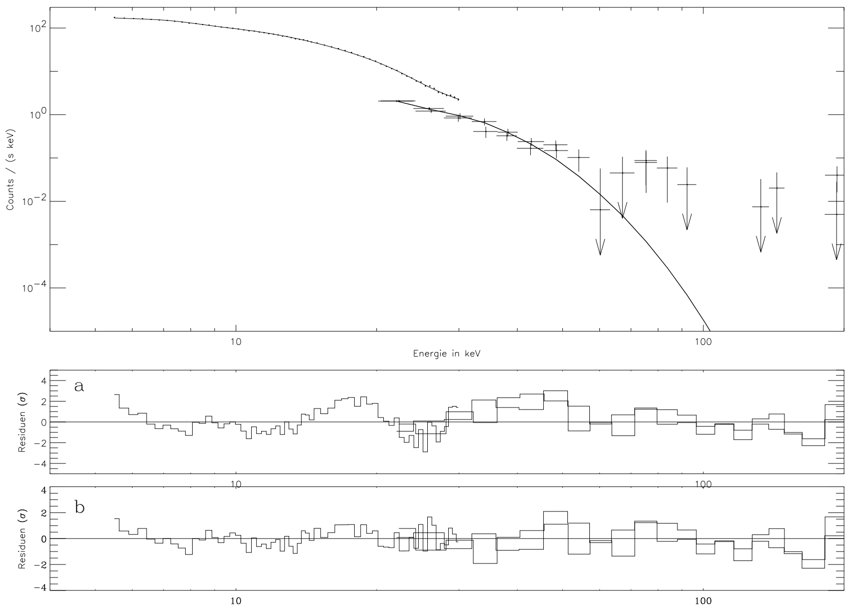

Abbildung 5.35: Fit an den siebten Phasenbin aus Beobachtung #3. In (a) sind die Residuen bei einem Fit ohne, in (b) mit einer Zyklotron-Absorptionslinie bei 24 keV dargestellt.

gestellt. Also wurden auch die phasenaufgelösten Spektren zusätzlich noch mit einer Zyklotron-Absorptionslinie gefittet. Wie in Abb. 5.35(b) zusehen, sind danach die Residuen gleichmäßig und auch das reduzierte χ^2 von $\sim$0.7 für Phasebin 07 (Tab. 5.13) spricht für einen akzeptablen Fit.

Die in den phasengemittelten Spektren von Beobachtung #2 und #5 gefundenen harmonischen Zyklotron-Absorptionslinien lassen sich in diesen Spektren *nicht* nachweisen. Dies hat einen praktischen Grund: die Statistik ist wegen der relativ geringen Zählrate nicht besonders gut im *HEXTE*-Bereich. Daher ist es dem Fit-Programm *XSPEC* möglich, die zweite Linie beinahe beliebig zu plazieren; vorzugsweise wandert sie zur sehr hohen Energien und wird dort sehr tief (Tiefen um 10 sind nicht ungewöhnlich). Derartige Linien sind aber unsinnig; hier wird nur der Cutoff unterstützt. Da es nicht gelang, die Linien auf den aus phasengemittelten Spektren gewonnenen Werten sinnvoll festzuhalten, wurde auf die obere Linie bei den in zehn Phasenbins aufgelösten Spektren vollständig verzichtet.

Das Verhalten der einzelnen Parameter über die Pulsphase ist in den Abb. 5.37 und 5.38 graphisch dargestellt. Bei der Auswertung der Spektren über einen kompletten Puls hinweg fällt Verschiedenes auf:

Am markantesten ist die Variation der Zyklotron-Absorptionslinien. In den Tabellen 5.13 bis 5.16 ist neben der Pulsphase auch angegeben, ob es sich dabei um einen Teil des Haupt-, Neben- oder Offpulses handelt.

Die Tiefen der Zyklotron-Absorptionslinien sind nicht konstant – nicht einmal unter Ausnutzung der Fehlergrenzen. Die Linie ist mit Abstand am stärksten in dem Hauptpuls (Phasenbins eins, zwei und drei). Bei allen vier Beobachtungen liegt die Tiefe dort im Mittel über 0.3. Auch bei den Beobachtungen #3 und #4, die bei den phasengemittelten Spektren nur relativ schwache Linien aufwiesen, zeigen sich bei den drei Hauptpuls-Bins sehr starke Linien – bis zu einer Tiefe von 0.52 bei Beob. #3, Phasenbin eins. Zwischen den beiden Pulsen geht die Tiefe der Linien so weit zurück, daß sie nur noch marginal oder gar nicht mehr detektiert werden können (siehe Abb. 5.36). Beim Nebenpuls ist die Tiefe der Linien nicht so ausgeprägt wie beim Hauptpuls, aber auch hier ist eine gewisse Zunahme der Tiefe zu beobachten (siehe Tab. 5.13 bis 5.16 sowie Abb. 5.37 und 5.38). Dementsprechend sind auch die Schwankungen der Energie zu betrachten: eine Linie, die nur sehr

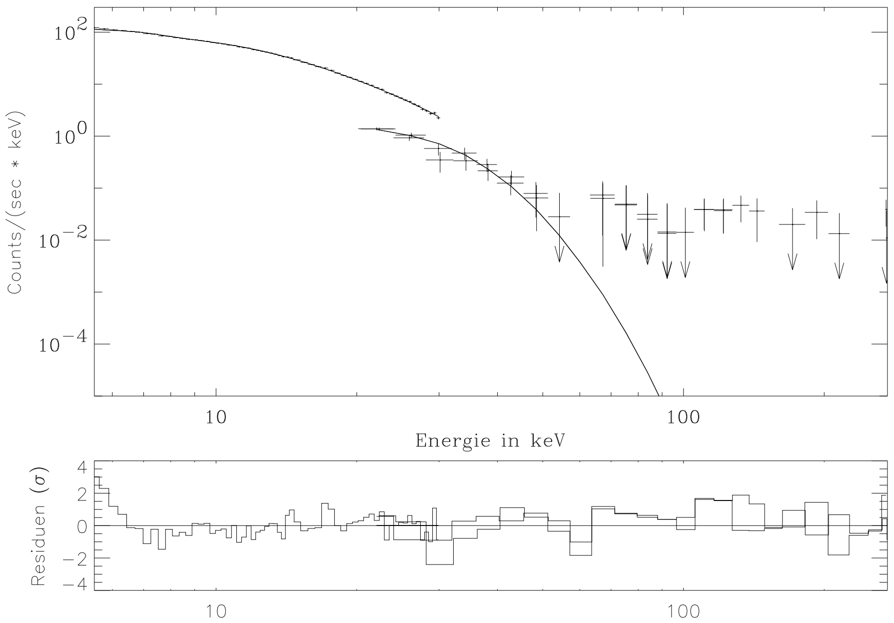

Abbildung 5.36: Fit an den vierten Phasenbin aus Beobachtung #3. Darunter sind die Residuen bei einem Fit *ohne* Zyklotron-Absorptionslinien dargestellt.

flach ist, kann – ohne große Fehler hervorzurufen – nach unten oder oben verschoben werden. Daher finden sich in den Tabellen zum Teil Linienenergien, die mehrere keV von denen entfernt sind, die in den phasengemittelten Spektren gefunden wurden (vgl. Tab. 5.10). Aber die starken Linien des Hauptpulses liegen wieder (Mittel aller Beobachtungen) bei ∼24.2 keV. Dieses über alle Beobachtungen gemittelte Ergebnis ist mit allen signifikanten Linien-Energien im Rahmen der Unsicherheiten verträglich.

Weiterhin fällt die starke Variation der anderen Parameter auf. Während die Cutoff-Energie relativ unkorreliert zu schwanken scheint (siehe Abb. 5.37), verhält sich der Photonenindex α anders. Je kleiner dieser Photonenindex ist, desto flacher (d.h. härter) verläuft das Spektrum. Entgegen der üblichen Meinung, das Spektrum wäre in dem Puls relativ weich, da viele weiche Photonen kommen und zwischen den Pulsen hart, verhält sich Vela X-1 – wie bei dem Ausbruch (siehe Abschnitt 5.6.3) – genau umgekehrt. In Abb. 5.37 und 5.38 ist gut zu sehen, daß der Photonenindex in den Pulsen tendenziell kleiner wird. Es ist aber nicht so, daß der Photonenindex in den Pulsen kleiner und auch die Cutoff-Energie kleiner würde (die einem harten Spektrum “entgegen arbeitet”). Die Cutoff-Energie scheint diesbezüglich *nicht* korreliert zu sein.

Bei Beobachtung #2 fällt der N_H-Wert von Phasenbin 02 aus dem Rahmen: alle Phasenbins außer Phasenbin 02 haben ein N_H von Null, ebenso wie das phasengemittelte Spektrum. Bemerkenswerterweise ist Phasenbin #2 gerade dasjenige, bei dem sich der tiefe Einschnitt im Hauptpuls (siehe Abb. 5.34) befindet. Insbesondere da es sich bei Abb. 5.34 um ein *energie-aufgelöstes* Pulsprofil aus dem Energiebereich von 2 bis 4 keV (in dem photo-elektrische Absorption von großer Bedeutung ist) handelt. Die Pulsprofile aus höheren Energiebereichen (bei denen die Absorption zunehmend unwichtiger wird, siehe Abb. 5.15) verlieren diesen Einschnitt zunehmend; bzw. bei hohen Energien ist kein Einschnitt zu beobachten (siehe Abb. 5.11). Eine mögliche Interpretation für dieses Phänomen ist, daß man an dieser Stelle genau in die Akkretionssäule hineinblickt und wegen der dort wesentlich dichteren Materie eine stark erhöhte Absorption beobachtet (vgl. Emissionsgeometrie am Neutronenstern, Abschnitt 3.3.2). Bei den anderen Beobachtungen wird ein derartiges Ansteigen des N_H-Wertes in Phasenbin #2 nicht beobachtet. Allerdings ist die Absorption bei den anderen Beobachtungen, insbesondere vier und fünf, prinzipiell höher, so daß dieser Effekt im Rahmen der Unsicherheiten leicht verwischt werden kann.

Tabelle 5.13: Die Fit-Parameter für alle zehn Phasenbins der Beobachtung zwei. Die Lage der Eisen-Linie wurde auf 6.4 keV fixiert und ihre Breite auf 0.4 keV limitiert. Die Breite der Zyklotron-Absorptionslinie wurde auf 5 keV fixiert, da diese nicht unabhängig von der Tiefe bestimmt werden kann. Die angegebenen Fehler sind ein Sigma Grenzen. Anzahl der Freiheitsgrade: 102.

Par.	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
	Offpuls	Hauptpuls			Offpuls		Nebenpuls			Offpuls
N_H [$10^{22}/cm^2$]	$0.0^{+1.5}_{-0.0}$	$0.0^{+3.0}_{-0.0}$	$7.0^{+2.0}_{-2.0}$	$0.0^{+2.8}_{-0.0}$	$0.0^{+7.0}_{-0.0}$	$0.0^{+6.0}_{-1.0}$	$0.0^{+3.5}_{-0}$	$0.0^{+3.5}_{-0}$	$0.0^{+1.7}_{-0}$	$0.0^{+2.5}_{-0.0}$
α	$1.25^{+0.05}_{-0.05}$	$0.75^{+0.1}_{-0.07}$	$0.76^{+0.03}_{-0.03}$	$1.11^{+0.07}_{-0.02}$	$1.03^{+0.3}_{-0.1}$	$0.91^{+0.25}_{-0.2}$	$0.74^{+0.1}_{-0.1}$	$0.46^{+0.1}_{-0.06}$	$0.62^{+0.03}_{-0.07}$	$1.08^{+0.04}_{-0.02}$
E_{cut} [keV]	$27.5^{+6.0}_{-3.0}$	$25.4^{+1.4}_{-1.8}$	$22.2^{+1.2}_{-2.0}$	$41.9^{+2.4}_{-1.5}$	$24.0^{+6.0}_{-2.5}$	$19.6^{+1.8}_{-3.0}$	$27.1^{+2}_{-1.5}$	$26.5^{+1.5}_{-1.3}$	$27.2^{+1.0}_{-1.6}$	$27.9^{+3.0}_{-2.0}$
E_{fold} [keV]	$8.5^{+1.0}_{-2.0}$	$7.1^{+0.7}_{-0.3}$	$9.7^{+0.6}_{-0.6}$	$6.0^{+1.0}_{-1.0}$	$8.6^{+0.8}_{-1.8}$	$9.5^{+1.0}_{-0.7}$	$7.7^{+0.5}_{-0.3}$	$7.0^{+0.4}_{-0.4}$	$6.8^{+0.7}_{-0.5}$	$7.0^{+1.0}_{-1.0}$
E_{cyc} [keV]	$24.6^{+2.0}_{-1.5}$	$24.6^{+0.8}_{-0.4}$	$24.0^{+0.3}_{-0.4}$	$25.3^{+0.9}_{-0.7}$	$24.6^{+1.7}_{-1.6}$	$22.1^{+\infty}_{-\infty}$	$23.4^{+2}_{-1.5}$	$24.7^{+0.7}_{-0.7}$	$23.5^{+1.3}_{-1.5}$	$23.9^{+4.0}_{-2.5}$
Tiefe	$0.16^{+0.26}_{-0.1}$	$0.37^{+0.06}_{-0.11}$	$0.35^{+0.06}_{-0.07}$	$0.26^{+0.03}_{-0.06}$	$0.15^{+0.25}_{-0.07}$	$0.05^{+0.05}_{-0.05}$	$0.12^{+0.05}_{-0.05}$	$0.22^{+0.08}_{-0.07}$	$0.19^{+0.06}_{-0.13}$	$0.13^{+0.12}_{-0.12}$
Eisen σ [keV]	0.40	0.00	0.40	0.00	0.40	0.00	0.40	0.00	0.00	0.00
χ^2_{red}	0.51	0.57	0.72	0.88	0.94	0.71	0.51	0.78	0.91	0.69

Tabelle 5.14: Die Fit-Parameter für alle zehn Phasenbins der Beobachtung drei. Die Lage der Eisen-Linie wurde auf 6.4 keV fixiert und ihre Breite auf 1.5 keV limitiert. Die Breite der Zyklotron-Absorptionslinie wurde auf 5 keV fixiert, da diese nicht unabhängig von der Tiefe bestimmt werden kann. Die angegebenen Fehler sind ein Sigma Grenzen. Anzahl der Freiheitsgrade: 103.

Par.	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
	Offpuls	Hauptpuls			Offpuls		Nebenpuls			Offpuls
N_H [$10^{22}/cm^2$]	$4.5^{+2.9}_{-2.3}$	$2.3^{+1.9}_{-1.9}$	$0.0^{+0.8}_{-0.0}$	$5.9^{+4.0}_{-2.6}$	$0.0^{+2.2}_{-0.0}$	$3.4^{+3.0}_{-1.0}$	$8.6^{+2.0}_{-2.6}$	$0.0^{+0.9}_{-0.0}$	$0.0^{+0.9}_{-0.0}$	$0.0^{+0.65}_{-0.0}$
α	$1.82^{+0.05}_{-0.06}$	$1.65^{+0.04}_{-0.04}$	$1.11^{+0.02}_{-0.02}$	$1.34^{+0.08}_{-0.09}$	$1.52^{+0.09}_{-0.03}$	$1.74^{+0.05}_{-0.04}$	$1.75^{+0.03}_{-0.06}$	$1.31^{+0.03}_{-0.02}$	$1.07^{+0.03}_{-0.03}$	$1.24^{+0.03}_{-0.03}$
E_{cut} [keV]	$31.6^{+5.2}_{-1.0}$	$31.7^{+5.0}_{-3.0}$	$32.3^{+1.3}_{-1.1}$	$35.7^{+4.5}_{-5.0}$	$47.9^{+4.0}_{-3.0}$	$40.2^{+2.5}_{-2.5}$	$40.6^{+\infty}_{-2}$	$40.4^{+1.4}_{-1.4}$	$36.9^{+1.0}_{-0.8}$	$35.1^{+2.9}_{-1.4}$
E_{fold} [keV]	$<0.1^{+2.2}_{-\infty}$	$8.4^{+1.6}_{-3.0}$	$6.3^{+0.8}_{-0.8}$	$9.2^{+2.0}_{-2.0}$	$5.7^{+2.5}_{-2.5}$	$3.6^{+1.2}_{-1.3}$	$7.0^{+2.5}_{-1.5}$	$5.9^{+1.1}_{-1.0}$	$6.6^{+0.6}_{-0.6}$	$5.0^{+0.8}_{-1.2}$
E_{cyc} [keV]	—	$20.7^{+3.0}_{-1.3}$	$24.6^{+0.4}_{-0.2}$	$23.7^{+0.8}_{-0.5}$	$21.6^{+1.6}_{-1.4}$	$21.4^{+0.8}_{-0.8}$	$21.6^{+2.2}_{-3.0}$	—	$26.9^{+4.5}_{-2.4}$	—
Tiefe	—	$0.15^{+0.16}_{-0.08}$	$0.52^{+0.1}_{-0.1}$	$0.43^{+0.07}_{-0.08}$	$0.11^{+0.04}_{-0.06}$	$0.26^{+0.03}_{-0.05}$	$0.07^{+0.09}_{-0.05}$	—	$0.11^{+0.09}_{-0.08}$	—
Eisen σ [keV]	1.37	1.50	0.93	1.50	1.50	1.50	1.5	0.85	1.32	0.36
χ^2_{red}	0.81	0.61	0.85	0.75	0.77	0.86	0.62	0.56	0.90	0.84

Tabelle 5.15: Die Fit-Parameter für alle zehn Phasenbins der Beobachtung vier. Die Lage der Eisen-Linie wurde auf 6.4 keV fixiert und ihre Breite auf 0.4 keV limitiert. Die Breite der Zyklotron-Absorptionslinie wurde auf 5 keV fixiert, da diese nicht unabhängig von der Tiefe bestimmt werden kann. Die angegebenen Fehler sind ein Sigma Grenzen. Anzahl der Freiheitsgrade: 103.

Par.	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
	Offpuls	Hauptpuls			Offpuls		Nebenpuls			Offpuls
N_H [$10^{22}/cm^2$]	$25.5^{+2.5}_{-2.0}$	$19.6^{+2.2}_{-1.8}$	$19.9^{+1.7}_{-2.1}$	$22.9^{+2.1}_{-2.0}$	$15.6^{+3.3}_{-2.2}$	34.1^{+22}_{-25}	$36.0^{+2.2}_{-3.2}$	$20.6^{+2.5}_{-7.5}$	$15.5^{+2.0}_{-2.2}$	$11.5^{+1.9}_{-2.0}$
α	$2.06^{+0.07}_{-0.06}$	$1.75^{+0.04}_{-0.04}$	$1.32^{+0.05}_{-0.04}$	$1.49^{+0.4}_{-0.4}$	$1.61^{+0.05}_{-0.04}$	$1.96^{+0.05}_{-0.05}$	$2.00^{+0.05}_{-0.07}$	$1.40^{+0.07}_{-0.28}$	$1.11^{+0.03}_{-0.05}$	$1.32^{+0.04}_{-0.05}$
E_{cut} [keV]	$40.0^{+5.2}_{-4.8}$	$30.0^{+9.5}_{-\infty}$	$29.8^{+3.5}_{-\infty}$	$30.0^{+31}_{-\infty}$	46.1^{+7}_{-38}	$0.1^{+13.5}_{-\infty}$	$44.2^{+4.7}_{-9.0}$	$36.3^{+2.5}_{-10}$	$32.4^{+2.6}_{-14.4}$	$33.1^{+2.3}_{-6.7}$
E_{fold} [keV]	$2.8^{+2.5}_{-\infty}$	$10.6^{+8.0}_{-4.5}$	$9.0^{+4.0}_{-1.3}$	$14.2^{+3.5}_{-12}$	$5.5^{+2.0}_{-\infty}$	$26.8^{+1.2}_{-5.3}$	$5.5^{+9.0}_{-3.2}$	$7.5^{+2.7}_{-1.2}$	$8.5^{+3.0}_{-1.3}$	$6.2^{+4.0}_{-2.0}$
E_{cyc} [keV]	$21.5^{+4.2}_{-3.0}$	$23.1^{+2.7}_{-2.8}$	$23.8^{+1.1}_{-0.5}$	$21.7^{+2.8}_{-0.9}$	—	—	$19.0^{+1.5}_{-2.2}$	$23.5^{+\infty}_{-\infty}$	$26.2^{+2.5}_{-2.2}$	$22.3^{+\infty}_{-\infty}$
Tiefe	$0.14^{+0.06}_{-0.12}$	$0.13^{+0.18}_{-0.10}$	$0.31^{+0.06}_{-0.19}$	$0.26^{+0.16}_{-0.09}$	—	—	$0.11^{+0.08}_{-0.05}$	$0.09^{+0.08}_{-\infty}$	$0.21^{+0.10}_{-0.14}$	$0.08^{+0.14}_{-0.07}$
Eisen σ [keV]	0.40	0.00	0.00	0.00	0.40	0.00	0.40	0.00	0.40	0.00
χ^2_{red}	0.97	0.71	0.62	0.73	0.83	1.01	0.84	0.95	0.61	0.78

Tabelle 5.16: Die Fit-Parameter für alle zehn Phasenbins der Beobachtung fünf. Die Lage der Eisen-Linie wurde auf 6.4 keV fixiert und ihre Breite auf 0.4 keV limitiert. Die Breite der Zyklotron-Absorptionslinie wurde auf 5 keV fixiert, da diese nicht unabhängig von der Tiefe bestimmt werden kann. Die angegebenen Fehler sind ein Sigma Grenzen. Anzahl der Freiheitsgrade: 103.

Par.	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
	Offpuls	Hauptpuls			Offpuls		Nebenpuls			Offpuls
N_H [$10^{22}/cm^2$]	$30.5^{+9.0}_{-19.5}$	$29.0^{+4.3}_{-5.5}$	$39.7^{+5.0}_{-4.5}$	$41.8^{+2.5}_{-3.0}$	$14.3^{+4.0}_{-4.5}$	$32.1^{+10.4}_{-3.5}$	$31.4^{+8.5}_{-3.5}$	$27.2^{+3.0}_{-8.4}$	$16.5^{+4.7}_{-5.0}$	$17.1^{+2.8}_{-14.0}$
α	$1.29^{+0.3}_{-1.04}$	$1.25^{+0.12}_{-0.18}$	$1.10^{+0.14}_{-0.16}$	$1.45^{+0.05}_{-0.05}$	$0.73^{+0.11}_{-0.12}$	$1.28^{+0.35}_{-0.1}$	$0.98^{+0.20}_{-0.15}$	$0.46^{+0.10}_{-0.26}$	$0.13^{+0.15}_{-\infty}$	$0.63^{+0.08}_{-0.50}$
E_{cut} [keV]	$24.9^{+8.5}_{-6.5}$	$31.1^{+1.8}_{-2.6}$	$30.3^{+2.9}_{-2.9}$	$41.5^{+1.0}_{-1.2}$	$34.4^{+1.9}_{-2.5}$	$28.2^{+6.0}_{-2.6}$	$28.4^{+4.0}_{-2.2}$	$26.9^{+1.6}_{-3.5}$	$23.9^{+1.5}_{-2.6}$	$26.2^{+0.6}_{-0.8}$
E_{fold} [keV]	$9.5^{+1.4}_{-2.3}$	$6.9^{+0.7}_{-0.7}$	$8.0^{+0.5}_{-0.8}$	$6.2^{+0.7}_{-0.7}$	$7.2^{+0.8}_{-0.7}$	$8.3^{+0.6}_{-1.8}$	$8.0^{+0.5}_{-0.8}$	$7.5^{+0.35}_{-0.30}$	$7.1^{+0.25}_{-0.15}$	$6.7^{+0.5}_{-0.4}$
E_{cyc} [keV]	$24.2^{+\infty}_{-4.5}$	$24.9^{+0.8}_{-0.9}$	$25.0^{+0.6}_{-0.5}$	$24.2^{+0.6}_{-0.6}$	$25.0^{+1.5}_{-1.7}$	$22.4^{+5.5}_{-1.5}$	$22.1^{+1.7}_{-1.3}$	$25.1^{+0.9}_{-1.9}$	$24.1^{+0.7}_{-0.9}$	$22.5^{+1.0}_{-1.0}$
Tiefe	$0.13^{+0.30}_{-\infty}$	$0.33^{+0.09}_{-0.10}$	$0.42^{+0.05}_{-0.07}$	$0.28^{+0.05}_{-0.04}$	$0.19^{+0.06}_{-0.06}$	$0.12^{+0.20}_{-0.08}$	$0.12^{+0.04}_{-0.07}$	$0.19^{+0.05}_{-0.08}$	$0.26^{+0.06}_{-0.07}$	$0.18^{+0.07}_{-0.07}$
Eisen σ [keV]	0.00	0.26	0.00	0.00	0.19	0.19	0.21	0.20	0.17	0.40
χ^2_{red}	0.73	0.64	0.95	0.76	0.79	0.72	0.64	0.70	0.92	0.92

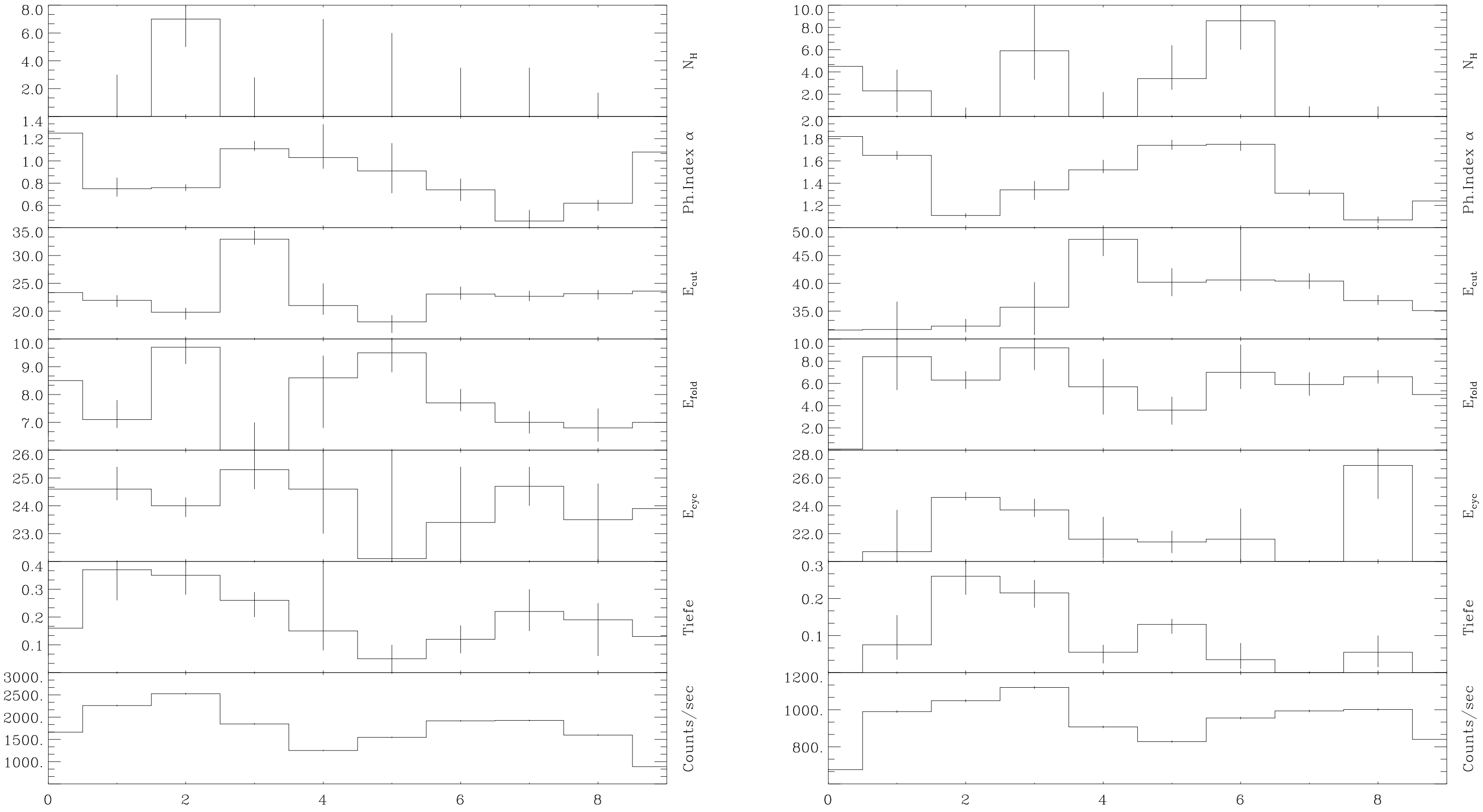

Abbildung 5.37: Veränderung der Fit-Parameter der Beob. #2 und #3 über die Pulsphase

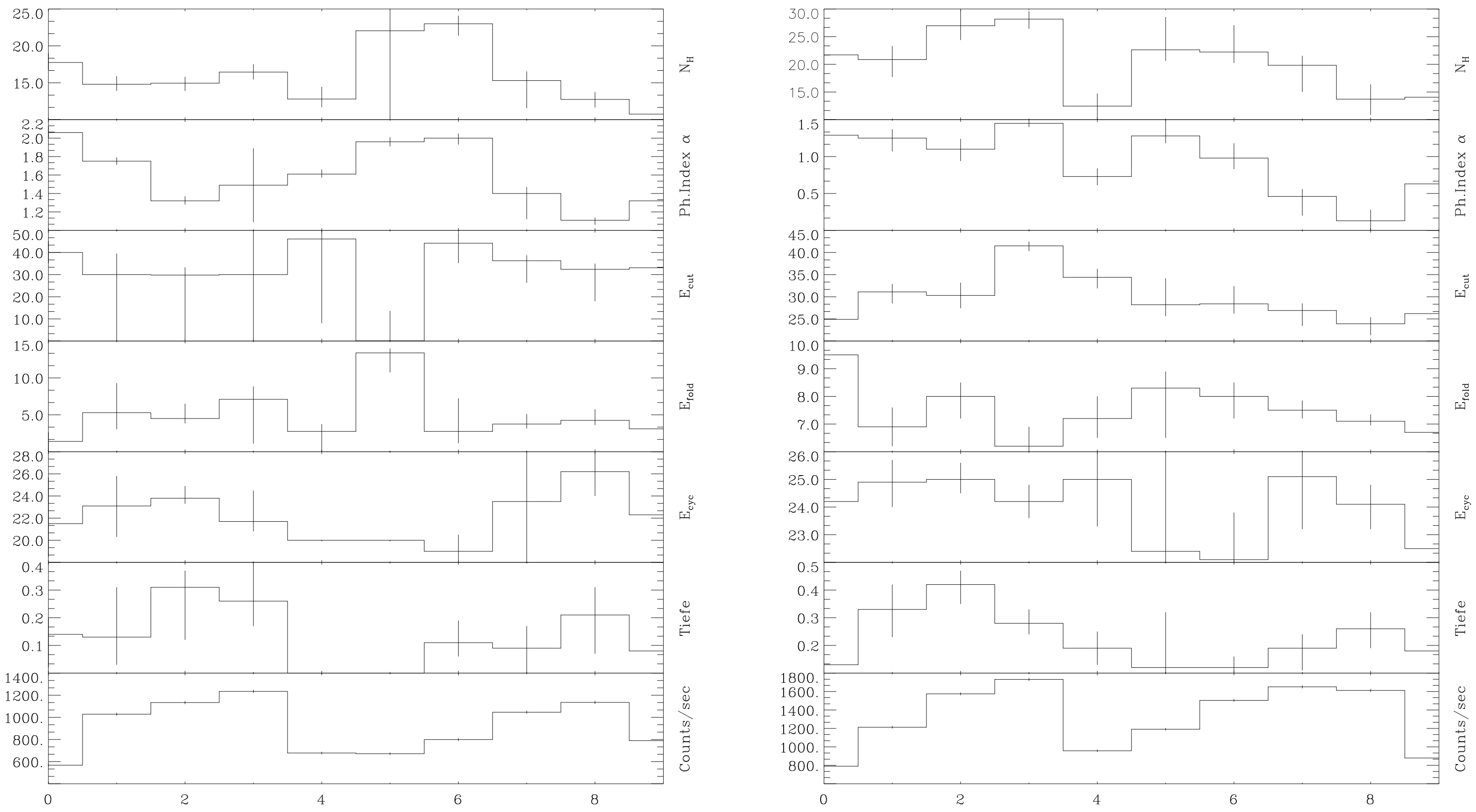

Abbildung 5.38: Veränderung der Fit-Parameter der Beob. #4 und #5 über die Pulsphase

5.7.2 Haupt-, Neben- und Offpuls

Nachdem im letzten Abschnitt schon deutlich wurde, daß sich das Spektrum im Verlauf eines Pulses deutlich verändert, sollen die zehn Phasenbins wieder etwas zusammengefaßt werden, so daß mehr Ereignisse pro Spektrum zur Verfügung stehen und somit die Statistik besser wird.

Es bietet sich an, Bins zusammenzufassen, die vom "Typ" zusammengehören, also Bins des Hauptpulses, des Nebenpulses sowie den Rest zu einem Offpuls-Spektrum. Diese Zusammenfassung erfolgte, wie in Abb. 5.34 dargestellt.

Im Unterschied zu den zehn einzelnen Spektren haben diese jetzt eine genügende Statistik um wieder nach der ersten harmonischen Zyklotron-Absorptionslinie zu suchen.

Tabelle 5.17: Die Fit-Parameter für die Haupt-, Neben- und Offpuls-Spektren aller vier Beobachtungen. Ebenso wie bei den vorangegangenen Fits wurde die Eisenlinie bei 6.4 keV festgehalten und ihre Breite auf 0.4 keV limitiert (außer bei Beob. #3; hier wurde die Breite auf 1.5 keV limitiert). Die Breite der fundamentalen Zyklotron-Absorptionslinie wurde auf 5 keV festgesetzt. Die angegebenen Fehler sind ein Sigma Grenzen.

	Beobachtung #2			Beobachtung #3		
Parameter	Hauptpuls	Nebenpuls	Offpuls	Hauptpuls	Nebenpuls	Offpuls
N_H [$10^{22}/cm^2$]	$2.0^{+1.7}_{-\infty}$	$0.0^{+2.5}_{-\infty}$	$0.4^{+4}_{-0.4}$	$0.0^{+1.9}_{-\infty}$	$0.0^{+0.45}_{-\infty}$	$8.7^{+2.8}_{-3.2}$
α	$0.75^{+0.13}_{-0.17}$	$0.60^{+0.09}_{-0.05}$	$0.92^{+0.20}_{-0.10}$	$1.24^{+0.05}_{-0.15}$	$1.22^{+0.03}_{-0.04}$	$1.91^{+0.1}_{-0.14}$
E_{cut} [keV]	$22.9^{+5.0}_{-7.5}$	$26.9^{+1.4}_{-1.0}$	$17.3^{+5}_{-4.5}$	$34.7^{+4.0}_{-1.5}$	$37.7^{+1.0}_{-1.1}$	$39.3^{+3.0}_{-4.0}$
E_{fold} [keV]	$11.4^{+0.9}_{-0.7}$	$7.2^{+0.3}_{-0.2}$	$9.7^{+1}_{-0.5}$	$8.7^{+6.5}_{-0.5}$	$6.5^{+0.7}_{-0.6}$	$7.5^{+3.0}_{-2.0}$
Tiefe 1	$0.32^{+0.05}_{-0.06}$	$0.17^{+0.07}_{-0.06}$	—	$0.35^{+0.05}_{-0.07}$	—	—
E_{cyc} [keV]	$24.6^{+0.4}_{-0.5}$	$24.1^{+0.9}_{-0.8}$	—	$23.7^{+0.7}_{-0.4}$	—	—
Tiefe 2	$1.16^{+\infty}_{-0.8}$	—	—	—	—	—
Faktor	$2.40^{+\infty}_{-0.22}$	—	—	—	—	—
Fe–σ [keV]	0.4	0.4	0.40	1.0	0.92	1.5
χ^2_{red} (DOF)	0.61 (84)	0.51 (86)	0.56 (86)	0.51 (86)	0.64 (88)	0.57 (88)

	Beobachtung #4			Beobachtung #5		
Parameter	Hauptpuls	Nebenpuls	Offpuls	Hauptpuls	Nebenpuls	Offpuls
N_H [$10^{22}/cm^2$]	$22.4^{+3.5}_{-7.0}$	$20.1^{+3.0}_{-7.5}$	$25.0^{+2.0}_{-3.5}$	$38.7^{+3.0}_{-21.0}$	$30.4^{+2.0}_{-17.0}$	$19.8^{+4.0}_{-8.0}$
α	$1.5^{+0.2}_{-0.4}$	$1.3^{+0.2}_{-0.3}$	$1.9^{+0.06}_{-0.13}$	$1.3^{+0.10}_{-1.0}$	$0.60^{+0.05}_{-0.6}$	$0.80^{+0.25}_{-0.45}$
E_{cut} [keV]	$28.6^{+19.0}_{-\infty}$	$32.5^{+4.5}_{-12.0}$	$43.0^{+3.5}_{-4.0}$	$35.2^{+2.0}_{-5.0}$	$24.9^{+1.0}_{-1.5}$	$22.1^{+7.0}_{-22.1}$
E_{fold} [keV]	$17.2^{+7.0}_{-7.0}$	$9.9^{+2.5}_{-1.5}$	$5.8^{+3.7}_{-3.0}$	$8.9^{+1.5}_{-0.5}$	$9.9^{+0.7}_{-0.7}$	$11.9^{+.01}_{-1.0}$
Tiefe 1	$0.25^{+0.06}_{-0.09}$	$0.05^{+0.1}_{-0.05}$	—	$0.32^{+0.05}_{-0.04}$	$0.14^{+0.03}_{-0.03}$	$0.14^{+0.05}_{-0.05}$
E_{cyc} [keV]	$23.5^{+0.9}_{-0.9}$	$22.9^{+7.5}_{-3.0}$	—	$24.8^{+0.4}_{-0.6}$	$25.6^{+0.6}_{-0.6}$	$24.1^{+0.8}_{-0.8}$
Tiefe 2	$1.0^{+1.0}_{-1.0}$	$0.2^{+\infty}_{-\infty}$	—	$0.90^{+\infty}_{-0.6}$	$0.9^{+0.3}_{-0.3}$	$1.25^{+1.0}_{-0.65}$
Faktor	$2.30^{+\infty}_{-\infty}$	$2.30^{+\infty}_{-\infty}$	—	$2.35^{+\infty}_{-0.1}$	$2.02^{+0.08}_{-0.04}$	$2.2^{+0.18}_{-0.12}$
Fe–σ [keV]	0.0	0.4	0.0	0.23	0.32	0.15
χ^2_{red} (DOF)	0.51 (86)	0.54 (86)	0.64 (90)	0.91 (86)	0.74 (86)	0.39 (86)

Diese Daten wurden wiederum mit dem bisher benutzten *PLFDCO*-Modell mit additiver Eisenlinie und Zyklotron-Absorptionslinien gefittet. Es zeigte sich schnell, daß sich – wie schon aus den Spektren der einzelnen Bins hervorging – das Spektrum des Pulses, insbesondere des Hauptpulses, von dem des Offpulses stark unterscheidet. Am deutlichsten ist dieser Unterschied bezüglich der Zyklotron-Absorptionslinien.

Wie aus der Tabelle 5.17 hervorgeht, sind die Zyklotron-Absorptionslinien in dem Hauptpuls mit Abstand am stärksten. Auch bei dem Nebenpuls kann man sie noch entdecken, aber sie sind lange

Tabelle 5.18: Vergleich der χ^2_{red}-Werte bei Haupt-, Neben- und Offpuls-Spektren bei Verwendung von zwei, einer oder keiner Zyklotron-Absorptionslinie.

	Beobachtung #2			Beobachtung #3			Beobachtung #4			Beobachtung #5		
Zahl	Hpt.-Puls	Neb.-Puls	Off-Puls	Hpt.-Puls	Neb.-Puls	Off-Puls	Hpt.-Puls	Neb.-Puls	Off-Puls	Hpt.-Puls	Neb.-Puls	Off-Puls
Null	2.29	0.88	0.56	1.46	0.64	0.57	0.87	0.55	0.64	2.81	1.46	0.76
eine	0.69	0.55	—	0.57	—	—	0.52	0.54	—	0.92	0.85	0.44
Q(F)	0.0 %	10^{-8} %		0.0 %			10^{-5} %	38 %		0.0 %	10^{-10} %	10^{-10} %
zwei	0.65	—	—	—	—	—	0.51	0.54	—	0.91	0.74	0.39
Q(F)	5 %						25 %	100 %		38 %	0.08 %	0.2 %

nicht so markant. Im Offpuls-Spektrum ist es sehr schwierig, überhaupt eine Linie zu entdecken und nur bei Beobachtung #5 wurde eine gefunden. Diese ist aber relativ flach und die Unsicherheiten zeigen an, daß sie nicht sehr signifikant ist.

Überraschendes zeigt sich beim Vergleich der vier Beobachtungen miteinander. Zeigten bei den phasengemittelten Spektren nur die Beobachtung #2 und die Beobachtung #5 eine starke Fundamental-Linie, so weisen die Spektren des Hauptpulses bei allen vier Beobachtungen eine Linie bei $\sim$24.2 keV mit einer Tiefe von $\sim$0.3 auf: das χ^2_{red} sinkt bei allen vier Hauptpuls-Spektren deutlich und der F-Test (vgl. Tab. 5.18) bestätigt: die Wahrscheinlichkeit, daß die Verbesserung durch die Fundamentallinie in dem Hauptpuls zufällig ist, ist verschwindend. Im Rahmen der Unsicherheiten sind die einzelnen Werte mit dem Mittelwert von 24.2 keV gut verträglich. In Abb. 5.39 ist ein Fit an das Spektrum des Hauptpulses der Beobachtung #5 mit und ohne Zyklotron-Absorptionslinien dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, wie sich die Residuen verbessern.

Die Linie des Nebenpulses ist nicht mehr so prominent (Tiefe $\sim$0.1) und läßt sich bei Beobachtung #3 bereits nicht mehr und bei Beobachtung #4 nur marginal nachweisen (Wahrscheinlichkeit für zufällige Verbesserung: $\sim$40 %). In Abb. 5.40 ist ein Fit an das Spektrum des Nebenpulses der Beobachtung #4 mit und ohne Zyklotron-Absorptionslinien dargestellt. Beim Vergleich mit dem Spektrum des Hauptpulses von Beobachtung #5 (Abb. 5.39) fällt auf, daß die Residuen um die Zyklotron-Energie nicht so stark sind. In Abb. 5.41 ist das Offpuls-Spektrum der Beobachtung #4 dargestellt. Hier findet man – obwohl keine Linie gefittet wurde – keine Residuen die auf eine Linie hindeuten und ein Fit derselben verbessert das reduzierte χ^2 auch nicht bzw. führt zu einer Linie mit der Tiefe Null.

Wie bereits gesagt, erlaubt die Statistik bei diesen Spektren wieder die Suche nach der ersten harmonischen Zyklotron-Absorptionslinie.

Diese ist, wie die phasengemittelten Spektren schon vermuten ließen, zumeist nicht so signifikant wie die Fundamental-Linie. Aber im Hauptpuls-Spektrum der Beobachtungen zwei, vier und fünf ist sie präsent. Allerdings ist ihre Tiefe, ebenso wie der Korrelations-Faktor, mit einer ziemlich großen Unsicherheit behaftet, insbesondere bei Beobachtung vier. Dennoch verbessern sich durch ihre Anwesenheit die Residuen ein bißchen (siehe Abb. 5.39(c) und Tab. 5.18). Die Wahrscheinlichkeit, daß die Verbesserungen zufällig sind, sind aber relativ groß.

Der Nachweis der Linie in dem Nebenpuls erwies sich als noch schwieriger. Bei den Beobachtungen zwei und drei war dies nicht möglich, bei Beobachtung vier sprechen die Unsicherheiten und die geringe Tiefe dafür, daß hier lediglich ein kleines zufälliges Residuum gefittet wird. Lediglich bei Beobachtung #5 ist die zweite Linie in dem Nebenpuls noch signifikanter (wegen geringerer Unsicherheiten) als in dem Hauptpuls; das bestätigt auch der F-Test. Die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen Verbesserung ist deutlich geringer als für die zweite Linie des Hauptpulses.

Die Beobachtung #5 erwies sich in dieser Hinsicht noch weiter als kurios: war es bei keiner anderen Beobachtung möglich, die zweite Linie im Offpuls-Spektrum zu finden (was ja auch nicht zu erwarten ist, wenn keine Fundamental-Linie zu sehen ist), so ist die erste harmonische Linie im Offpuls-Spektrum von Beobachtung #5 stärker als in dem Hauptpuls (und auch laut χ^2_{red} und

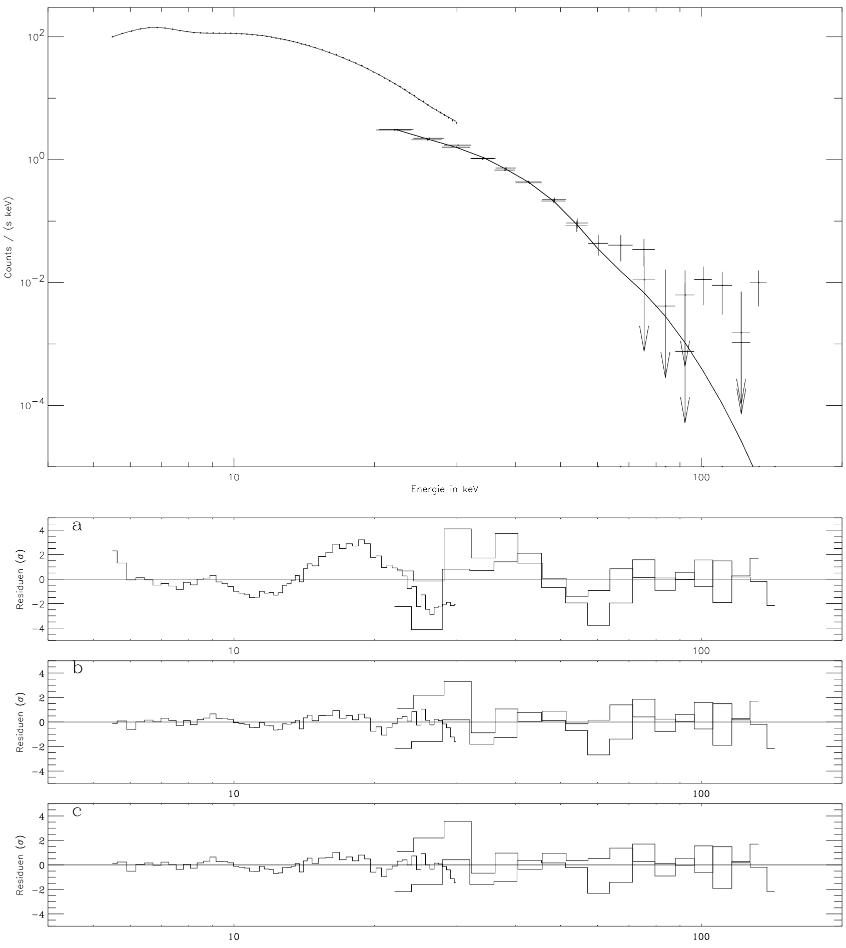

Abbildung 5.39: Fits an das Spektrum des Hauptpulses von Beobachtung #5. Oben das gefaltete Spektrum mit dem *PLFDCO*-Modell mit additiver Eisenlinie und zwei Zyklotron-Absorptionslinien. Unten die Residuen bei Verwendung eines Modells (a) ohne, (b) mit einer und (c) mit zwei Zyklotron-Absorptionslinien.

F-Test signifikant). Der Kopplungs-Faktor weicht im Nebenpuls deutlich von den sonst gefundenen Werten von $\sim$2.35 mit $\sim$2.0 deutlich ab. Im Offpuls liegt er mit 2.25 wieder im Rahmen der Unsicherheiten. Die Bedeutung dieser Eigentümlichkeit ist unklar. Angesichts des Verhaltens der anderen Beobachtungen und der einzelnen Phasenbins steht an sich fest, daß die Zyklotron-Absorptionslinien in dem Hauptpuls am stärksten sind. Für die Fundamental-Linie besteht daran auch kein Zweifel. Für die Harmonische Linie sollte das an sich auch gelten. Es ist immer noch möglich, daß die relativ schlechte Statistik der *HEXTE*-Daten hier für eine Scheinlinie sorgt.

5.7.3 Puls minus Offpuls Spektren

Im letzten Abschnitt wurde deutlich, daß die Zyklotron-Absorptionslinien im allgemeinen in den Pulsen, insbesondere dem Hauptpuls, am stärksten sind, während sie zwischen den Pulsen kaum oder gar nicht zu sehen waren (von Beobachtung #5 abgesehen).

Die Zyklotron-Absorptionslinien werden also nicht im weiten Umfeld der Röntgenquelle (das man immer sehen kann – auch außerhalb der Pulse) erzeugt, sondern entstehen dort, wo auch die Strahlung des Pulses ensteht – in der Akkretionssäule. Theoretische Arbeiten bestätigen dies (siehe Abschnitt 3.3.2, oder z.B. Wang & Frank 1981).

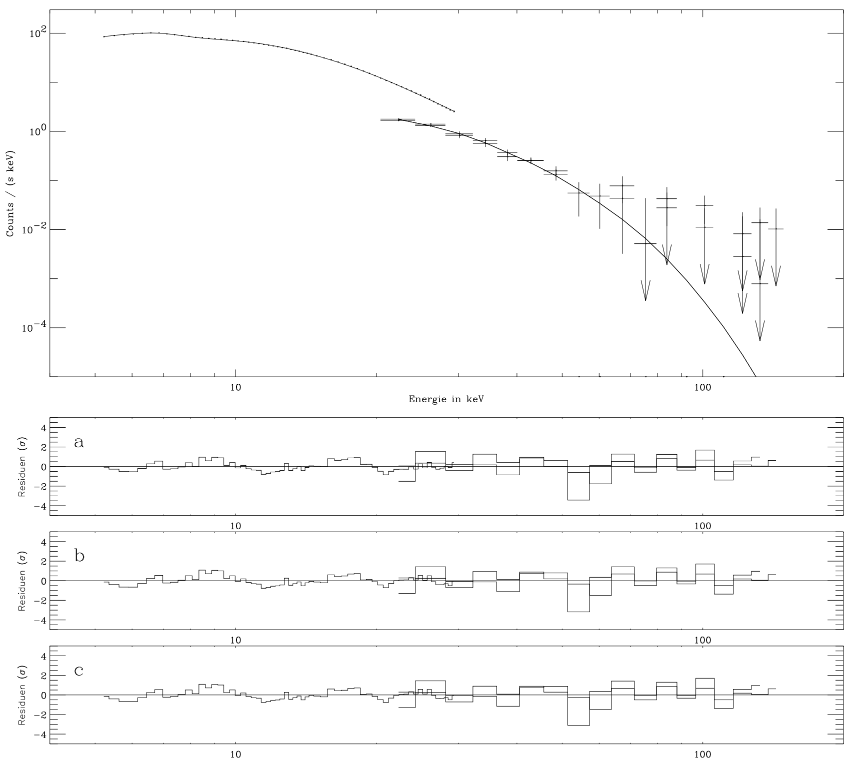

Abbildung 5.40: Fits an das Spektrum des Nebenpulses von Beobachtung #4. Oben das gefaltete Spektrum mit dem *PLFDCO*-Modell mit additiver Eisenlinie und zwei Zyklotron-Absorptionslinien. Unten die Residuen bei Verwendung eines Modells ohne (a), mit einer (b) und mit zwei (c) Zyklotron-Absorptionslinien.

Es wäre also interessant, nur das Spektrum des Pulses *ohne* das Grundkontinuum zu analysieren. Ein derartiges Spektrum steht selbstverständlich nicht zur Verfügung, aber man kann ein ähnliches Spektrum untersuchen: man zieht von dem Puls-Spektrum das Offpuls-Spektrum ab. Das resultierende Spektrum ist selbstverständlich kein normales Spektrum mehr, wie es bisher gezeigt wurde. Gewisse Komponenten fehlen diesem Spektrum jetzt, wie zum Beispiel die Eisenlinie. Daher sind die aus einem solchen Spektrum gewonnen Parameter für den Photonenindex α und die anderen Parameter nicht vergleichbar und nur von sehr beschränkter Aussagekraft. Denn im Gegensatz zum oben beschriebenen, idealisierten Fall ist das Offpuls-Spektrum nicht mit dem Grundkontinuum identisch, daher erhält man durch Subtraktion des Offpuls-Spektrums vom Puls-Spektrum auch kein echtes Spektrum des gepulsten Anteils und es ist somit vorsichtig zu analysieren.

Da aber deutlich wurde, daß die Zyklotron-Absorptionslinien im wesentlichen in den Pulsen und *nicht* in Offpuls-Spektren auftreten, kann das Differenz-Spektrum zur Suche danach gut verwendet werden, denn der Kontrast sollte jetzt höher sein. In den Linien fehlen idealerweise gleichviele Photonen wie im Pulsspektrum, aber da das Kontinuum jetzt wesentlich geringer ist, sollten die Linien daher stärker hervortreten.

In Tabelle 5.19 sind die Ergebnisse für den Haupt- und Nebenpuls zusammengefaßt. Die Linien sind jetzt noch deutlicher zu sehen, als in den normalen Puls-Spektren.

Freilich gibt es auch Probleme. Zunächst mußte der Energiebereich wegen der auf ein Fünftel reduzierten Zählraten auf 100 keV eingeschränkt werden. Die *HEXTE*-Statistik ist nochmals schlechter geworden, so daß der Kopplungs-Faktor nicht mehr festgemacht werden kann. Er wurde entweder am Limit bei 2.5 belassen oder auf den aus dem vorigen Abschnitt bekannten Wert gesetzt. Desweiteren ist im Nebenpuls der Beobachtung #3 immer noch keine Linie zu finden.

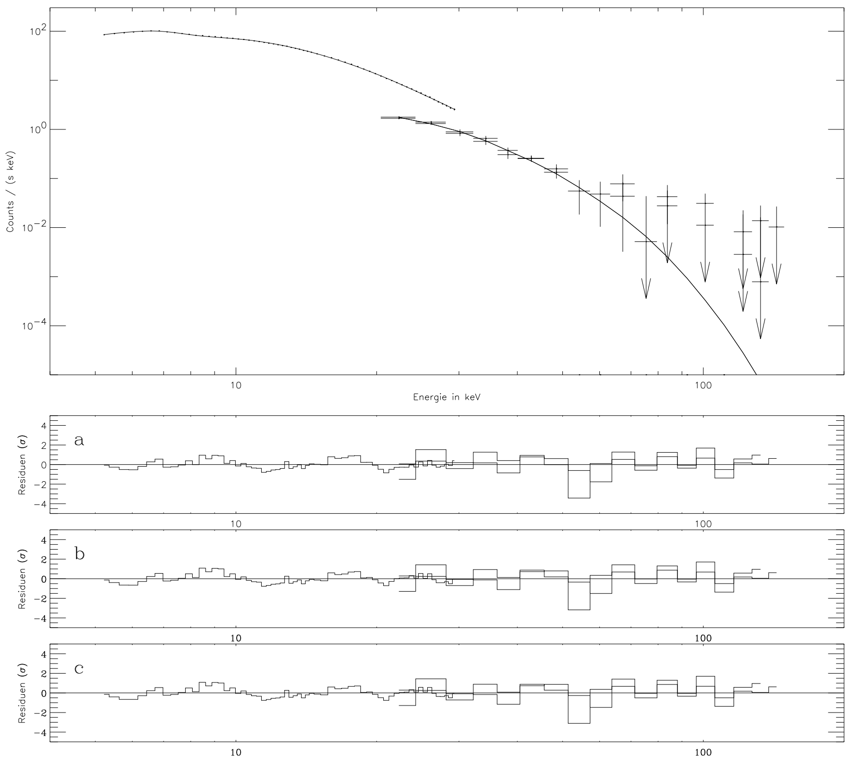

Abbildung 5.41: Fits an das Spektrum des Offpulses von Beobachtung #4. Oben das gefaltete Spektrum mit dem *PLFDCO*-Modell mit additiver Eisenlinie. Unten die dazugehörigen Residuen.

Tabelle 5.19: Zusammenfassung der Parameter der Zyklotron-Absorptionslinien von Puls minus Offpuls Spektren von Haupt- und Nebenpuls bei allen vier Beobachtungen

	Hauptpuls				Nebenpuls			
Param.	Beob. #2	Beob. #3	Beob. #4	Beob. #5	Beob. #2	Beob. #3	Beob. #4	Beob. #5
Lage	24.6	24.5	24.0	24.3	22.8	—	23.6	23.8
Tiefe 1	0.57	0.86	0.55	0.72	0.22	—	0.03	0.12
Tiefe 2	0.84	1.54	0.53	2.09	0.26	—	0.30	0.86
Faktor	2.25	2.47	2.29	2.5	2.5	—	2.42	2.21

Von diesen Problemen abgesehen, sieht man eine verstärkte fundamentale Linie bei ∼24.3 keV im Hauptpuls, was den bisher gefundenen Ergebnissen entspricht, nur das jetzt die Werte noch enger beieinander liegen (siehe Tab. 5.19). Die Tiefe ist im Vergleich zu den bisherigen Werten wesentlich größer geworden. In Abb. 5.42 ist ein Fit an Beobachtung #5 ohne Zyklotron-Absorptionslinien gezeigt. Die Residuen sind gegenüber Abb. 5.39 erheblich stärker geworden.

Im Nebenpuls ist die Situation nicht mehr so eindeutig. Die Linien sind zumeist kaum signifikant, wie schon das vollständige Nebenpuls-Spektrum (vgl. Abb. 5.40) vermuten ließ.

Die erste harmonische Zyklotron-Absorptionslinie hingegen leidet unter der durch die Subtraktion wesentlich schlechteren statistischen Qualität der *HEXTE*-Daten, so daß diese Ergebnisse mit Vorsicht zu betrachten sind. Insgesamt scheint aber auch diese Linie stärker geworden zu sein.

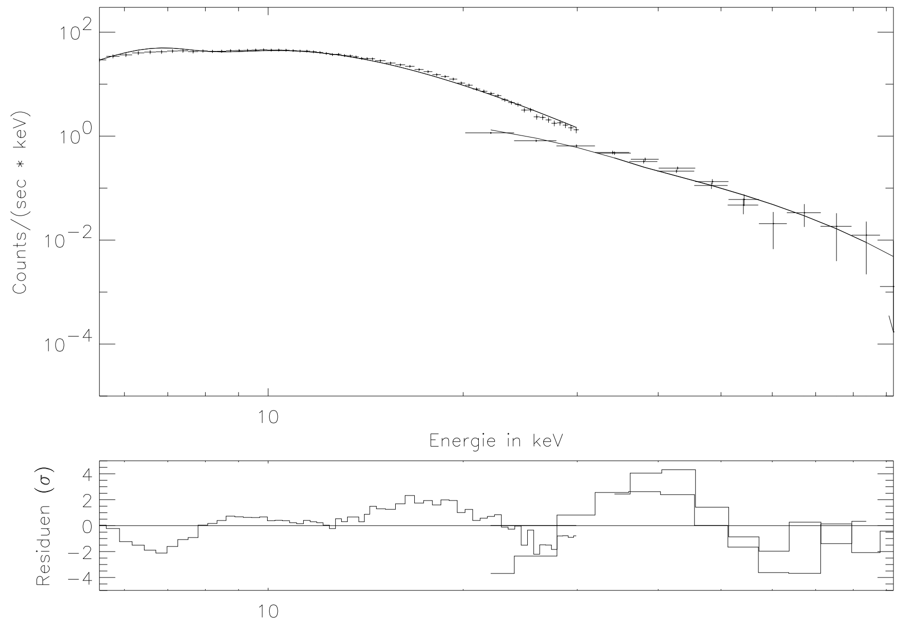

Abbildung 5.42: Hauptpuls minus Offpuls Spektrum von Beobachtung #5. Die starken Residuen von den nicht gefitteten Zyklotron-Absorptionslinien sind gut zu sehen.

5.7.4 Andere Analyse-Methoden

5.7.4.1 Farben

In Abschnitt 5.6.5 wurde schon angedeutet, daß sich die Farbe im Verlauf eines Pulses ändert. Das hat sich nach Auswertung der phasenaufgelösten Spektren bestätigt: der Photonenindex wird auf den Pulsen kleiner, das Spektrum also härter.

Deshalb sollen hier jetzt Hardness-Ratios eines *Pulsprofils* gezeigt werden. In Abb. 5.43 wurden ein Niederenergieband (0–5 keV) und ein Hochenergieband (20–30 keV) in Relation gesetzt. Diese beiden Bänder wurden gewählt, da sich das Pulsprofil in diesen beiden Energiebereichen fundamental unterscheidet (siehe Abb. 5.11).

In Abb. 5.43 ist fein aufgelöst zu sehen, was bisher nur anhand von Hardness-Ratios aus Lichtkurven und Spektralfits an die zehn Phasenbins zu sehen war: die Härte nimmt in den Pulsen zu – aber nicht phasengleich, sondern etwas versetzt! Man erkennt auch deutlich die fünf Pulse wieder. Es ist bemerkenswert, daß die Härte erst etwas später als der Puls ansteigt. Bei genauer Überlegung ist dies allerdings eine direkte Folge der unterschiedlichen Form der Pulsprofile bei niedrigen und hohen Energien: bei niedrigen Energien liegt eine komplexe fünf-spitzige Puls-Struktur vor, bei hohen Energien dagegen ein einfacher Doppelpuls. Bei gleichzeitigem, Anstieg der Intensität (Beginn des Pulses), bleibt die Farbe unverändert. Dann kommt der Einbruch bei niedrigen Energien: da die Intensität bei hohen Energien “konstant” bleibt, steigt das Hardness-Ratio etwas phasenversetzt stark an. Die Einbrüche bei niedrigen Energien könnten durch eine kurzfristig erhöhte Absorption verursacht werden. Daraus resultiert die Verschiebung des Hardness-Ratios gegenüber dem Pulsprofil.

5.7.4.2 Divisionen

Eine andere Möglichkeit, um Spektren unabhängig von einer Response-Matrix zu analysieren, ist das Teilen von Spektren wie in Abschnitt 5.6.3 bereits für phasengemittelte Spektren vorgeführt. Aber auch hier werden nur *PCA*-Daten verwendet, denn eine analoge Analyse der *HEXTE*-Daten hat sich als nicht brauchbar herausgestellt; die geringen Zählraten führen zu großen Ausschlägen und Fehlerbalken.

Mit den phasenaufgelösten Spektren ist es jetzt möglich, ein Spektrum des (Haupt-) Pulses durch das Offpuls Spektrum zu teilen und so der Frage der Existenz der Zyklotron-Absorptionslinien von einer ganz anderen Seite näher zu kommen.

Wie in Abb. 5.44 gut zu sehen ist, befindet sich bei $\sim$25 keV eine gewisse Einsenkung im Verhältnis der beiden Spektren. Da in den vorangegangenen Abschnitten ausgeführt wurde, daß sich bei $\sim$24 keV eine Zyklotron-Absorptionslinie befindet, ist es gut möglich, daß dies ihre Manifestation im Ratio ist. Daß das Ratio ab $\sim$30 keV wieder ansteigt, ist möglicherweise auch auf den Hintergrund zurückzuführen. Da dieser aber vorher abgezogen wurde sollte er sich nicht so stark bemerkbar machen.

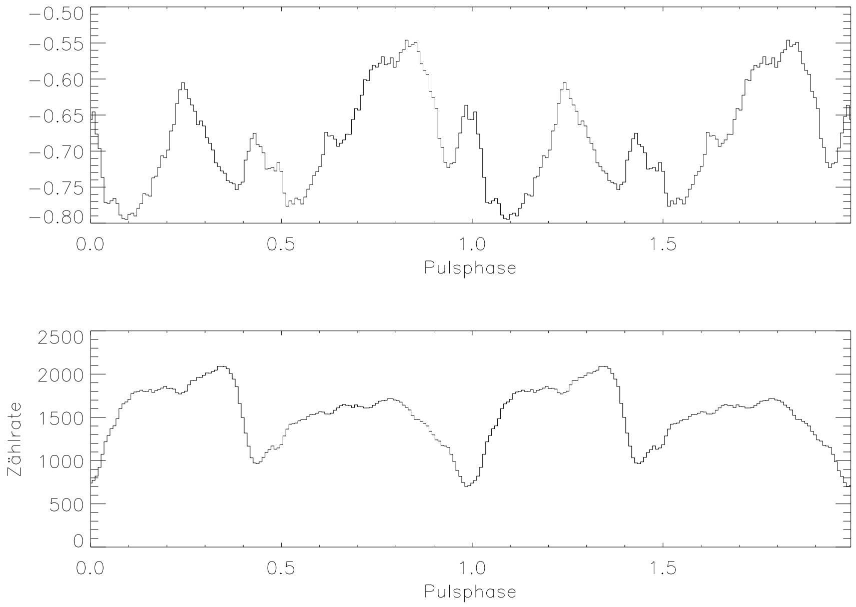

Abbildung 5.43: In der oberen Abbildung ist ein Hardness-Ratio des Pulsprofils der Beobachtung #3 aus dem Energieband von 0 bis 5 keV und von 20 bis 30 keV dargestellt. In der unteren Abbildung ist das Pulsprofil aus dem gesamten Energiebereich des *PCA* gezeigt.

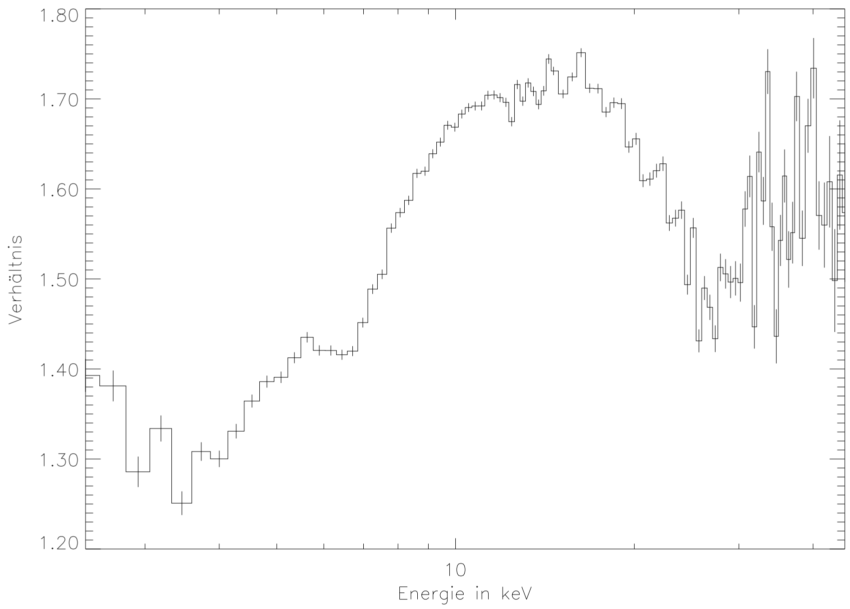

Abbildung 5.44: Teilung des Hauptpuls-Spektrums der Beobachtung #5 durch das Offpuls-Spektrum derselben Beobachtung (nur *PCA*-Daten).

Tabelle 5.20: Vergleich der Fit-Parameter von *HEXE* und *TTM* mit den in dieser Arbeit aus *RXTE*-Daten gewonnen Parametern. Dazu wurden Spektren des Hauptpulses herangezogen und mit dem *PLFDCO*-Modell gefittet.

Parameter	*HEXE*/*TTM*	*RXTE*
Absorption N_H	5.2	15.7
Photonenindex α	1.06	1.23
Cutoff-Energie E_{cut}	31.8	31.7
Faltungs-Energie E_{fold}	10.5	11.3
Zyklotron-Energie E_{cyc}	22.6	24.2
Tiefe 1	0.13	0.30
Tiefe 2	1.44	0.71

5.8 Vergleich mit anderen Instrumenten

Vela X-1 ist eine der am besten beobachteten Röntgenquellen. Ihre große Helligkeit machte sie auch für Satelliten der späten 70er und frühen 80er Jahre zu einem dankbaren Studienobjekt.

Daher wurde Vela X-1 mit (fast) jedem Röntgen-Satelliten beobachtet. Da die älteren Satelliten keine besonders gute spektrale Auflösung und zumeist nur einen sehr eingeschränkten Energiebereich hatten, ist es wenig sinnvoll, deren Beobachtungen mit denen in dieser Arbeit gewonnen Ergebnissen zu vergleichen. Erst in der zweiten Hälfte der 80er Jahre gab es Röntgen-Instrumente deren Eigenschaften sich in Punkto Energiebereich und Auflösung einigermaßen mit *RXTE* vergleichen lassen. Im folgenden werden die gewonnenen Ergebnisse kurz vorgestellt und denen dieser Arbeit gegenübergestellt.

5.8.1 *HEXE* und *TTM*

Das vom MPE und dem AIT gemeinsam entwickelte Instrument *HEXE* (Energiebereich 15–200 keV) befindet sich zusammen mit einigen weiteren Instrumenten – darunter auch das niederländisch/englische Instrument *TTM* (Energiebereich 2–25 keV) – seit dem 31. März 1987 auf dem Kvant Modul an der russischen Raumstation Mir. Diese beiden Instrumente ähneln im Energiebreich dem Satelliten *RXTE* sehr, doch die effektiven Flächen im Niederenergie-Bereich sind wesentlich geringer. In der Dissertation von Kretschmar (1996) werden die Beobachtungen des Duos *TTM*/*HEXE* von Vela X-1 ausführlich diskutiert.

In seiner Dissertation verwendete er nicht das *PLFDCO*, sondern das *PLHECUT*-Modell. Später erstellte Peter Kretschmar (priv. com.) Fits mit dem *PLFDCO*-Modell, die sich aber nicht wesentlich von den in der Dissertation erhaltenen unterscheiden.

Die in Tabelle 5.20 gegebenen Parameter sind aus phasenaufgelösten Spektren des Hauptpulses gewonnen worden. Zum Vergleich wurden die Ergebnisse der verschiedenen Beobachtungen des *HEXE*/*TTM*-Instruments und die Ergebnisse der *RXTE*-Beobachtungen gemittelt.

Aus Tabelle 5.20 geht hervor, daß die Ergebnisse von *TTM*/*HEXE* mit den Ergebnissen dieser Arbeit übereinstimmen. Der einzige größere Unterschied besteht bei der Wasserstoff-Säulendichte N_H, der sich aber leicht durch eine andere Phasenlage der *HEXE*/*TTM* Beobachtungen als der *RXTE*-Beobachtungen erklären läßt. Die anderen Parameter – auch die Lage der Zyklotron-Absorptionslinie – stimmen gut überein.

Die *RXTE*-Beobachtungen bestätigen damit eindrucksvoll die mit *HEXE* und *TTM* gewonnenen Ergebnisse.

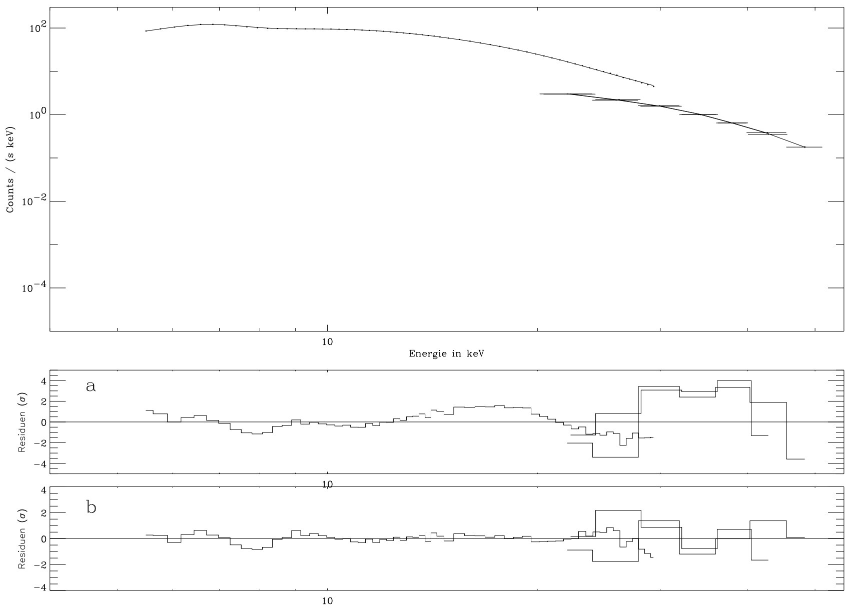

Abbildung 5.45: Fit mit dem *NPEX*-Modell an *RXTE*-Daten (Beobachtung #5) im *Ginga*-Energie-Bereich von 5–52 keV. In (a) sind die Residuen für einen Fit ohne Zyklotron-Absorptionslinien, in (b) mit Linien gezeigt.

5.8.2 *Ginga*

Der japanische Satellit *Ginga* bietet sich als Vergleichspartner ebenfalls an, da er in einem ähnlichen Energiebereich arbeitet: von ~2 bis ~52 keV. Vela X-1 wurde von Tatehiro Mihara neben anderen Quellen in seiner Dissertation untersucht (Mihara 1995a).

Er verwendete nicht das übliche *PLHECUT* oder das in dieser Arbeit benutzte *PLFDCO*-Modell, sondern das von ihm entwickelte (und in Abschnitt 5.5.8) beschriebene *NPEX*-Modell.

Um einen korrekten Vergleich zu ermöglichen, wurde der Energiebereich von *HEXTE* auf 52 keV eingeschränkt. Die untere Grenze von *Ginga* kann mit *RXTE* nicht erreicht werden, hier wurde die Begrenzung auf 5 keV beibehalten. Das *NPEX*-Modell wurde verwendet, um die Ergebnisse vergleichen zu können. Dann wurde dieser Energie-Bereich ebenfalls mit dem *PLFDCO*-Modell gefittet. Dabei lassen sich allerdings nur die Daten der Zyklotron-Absorptionslinien, der Absorption und das $\chi^2_{\rm red}$ vergleichen. Dieser Vergleich wurde anhand der Beobachtung #5 durchgeführt.

Wie aus Tabelle 5.21 hervorgeht, stimmen die Ergebnisse von *Ginga* und *RXTE* sehr gut überein. Insbesondere der Photonenindex des zweiten Potenzgesetzes wurde nicht auf –2.0 festgehalten, sondern ergab sich automatisch, ebenso wie die Temperatur kT. Auch Lage und Tiefe der Zyklotron-Absorptionslinien stimmen gut überein. Lediglich der Kopplungsfaktor ist bei Mihara (1995a) noch bei 2.0 festgesetzt. Allerdings ergibt sich auch mit einem Faktor von 2.0 eine Lage der Linie hart am oberen Ende des Energie-Bereichs von *Ginga*, so daß eine genauere Bestimmung der Lage der ersten harmonischen Linie sehr schwierig ist.

Beim Vergleich des *NPEX*- und des *PLFDCO*-Modells zeigt sich ebenfalls eine gute Übereinstimmung der Lage und Tiefe *beider* Zyklotron-Absorptionslinien. Auch die Absorption bewegt sich in ähnlicher Größenordnung. Es zeigt sich aber auch hier, daß das *PLFDCO*-Modell – obwohl es einen Parameter weniger als das *NPEX*-Modell hat – trotzdem etwas bessere Fits liefert.

Es zeigt sich, daß die Ergebnisse von *Ginga* durch *RXTE* bestätigt werden – bezüglich der Zyklotron-Absorptionslinien sogar unabhängig vom gewählten Modell (*NPEX* oder *PLFDCO*).

Tabelle 5.21: Links die Parameter, die Mihara (1995a) mit dem *NPEX*-Modell für die *Ginga*-Daten fand. In der Mitte ein Fit mit dem *NPEX*-Modell an *RXTE*-Daten im *Ginga*-Energiebereich und rechts ein Fit im gleichen Energiebereich mit dem *PLFDCO*-Modell. Verwendet wurde die Beobachtung #5.

Param.	Mihara (1995a)	*NPEX*	*PLFDCO*
N_H	n.v.	23.6	27.1
α_1	0.6	0.2	0.9
α_2	–2.0	–2.0	—
kT	6.4	7.0	—
E_{cut}	—	—	28.6
E_{cyc}	24	23.7	24.1
Tiefe 1	0.1	0.2	0.2
Tiefe 2	0.8	0.9	0.5
Faktor	2.0	2.3	2.3
χ^2_{red} (DOF)	n.v.	0.48 (62)	0.45 (63)

5.8.3 Sonstige Instrumente

Weitere Instrumente, mit denen Vela X-1 in den letzten Jahren studiert wurde, waren natürlich *ROSAT*, *EXOSAT* aber auch weniger bekannte Instrumente wie *BBXRT* oder das *SIGMA*-Teleskop.

Der Energiebereich von *ROSAT* (0.2–3.0 keV) ist mit dem von *RXTE* nicht vergleichbar; er liegt deutlich unterhalb des für *RXTE* in Frage kommenden Bereichs von 5 bis 250 keV.

EXOSAT hat einen verhältnismäßig großen Energiebereich von 1.5–80 keV (GSPC-Instrument), bzw. 1.5-50 keV (ME-Instrument) und eine akzeptable Energieauflösung, die nach folgender Formel bestimmt werden kann: $\Delta/E = 21 \cdot (E/6\,\mathrm{keV})^{-0.5}$ % (Kuulkers 1995). Offenbar wurden aber die Beobachtungen von Vela X-1 durch *EXOSAT* nicht mit spektralen Fits ausgewertet. Außer Haberl & White (1990) gibt es keine Literatur zu diesem Thema; sie geben aber keinerlei Parameter direkt an.

Das *SIGMA*-Teleskop hat eine zu geringe effektive Fläche und spektrale Auflösung, um die Ergebnisse vergleichen zu können. Laurent et al. (1995) berichten allerdings die Entdeckung eines Absorptions-Features bei $\sim$70 keV bei dem es sich um die zweite harmonische Zyklotron-Absorptionslinie handeln könnte.

Soong (1992) untersuchte mit *BBXRT* die Eisenlinie von Vela X-1, aber weitere Veröffentlichungen mit diesem Instrument (Energiebereich 1–12 keV) zu Vela X-1 gibt es anscheinend nicht. Der kleine Energiebereich würde einen Vergleich auch kaum sinnvoll machen.

Orlandini et al. (1997) untersuchten Vela X-1 mit dem italienischen Röntgensatelliten *BeppoSAX*. Sie fanden in phasengemittelten Spektren für das *PLHECUT*-Modell vergleichbare Werte und eine Zyklotron-Absorptionslinie bei $\sim$55 keV.

5.9 Zusammenfassung Zyklotron-Absorptionslinien

In den Abschnitten 5.6.2 und 5.7 wird deutlich, daß ein akzeptabler Fit ohne Zyklotron-Absorptionslinien mit keinem einzigen der vorgestellten Modelle möglich ist. Auch bei Verwendung des *PLFDCO*- und des *NPEX*-Modells, die sich allen anderen Modellen überlegen zeigten, ist kein akzeptabler Fit *ohne* Hinzunahme zumindest einer Zyklotron-Absorptionslinie bei $\sim$24 keV möglich.

Bei weitem weniger signifikant zeigt sich die erste harmonische Linie bei $\sim$55 keV, die mit einem Faktor von $\sim$2.3 mit der fundamentalen Linie gekoppelt ist. Bei der Beobachtung #2 ist sie

Tabelle 5.22: In der ersten Spalte sind die Parameter gegeben, mit denen das Spektrum simuliert wurde. Es wurde eine recht kräftige erste harmonische Zyklotron-Absorptionslinie der Tiefe 1.0 angenommen. In den Spalten zwei bis vier sind Fits an dieses Spektrum ohne, mit einer oder mit zwei Linien dargestellt.

	Modell	Fits		
Parameter	2 Linien	0 Linien	1 Linie	2 Linien
Absorption N_H	0.0	0.0	0.0	0.0
Photonenindex α	1.35	1.30	1.35	1.35
Cutoff-Energie E_{cut}	35.0	27.4	32.8	33.1
Faltungs-Energie E_{fold}	8.0	8.0	7.1	7.2
Zyklotron-Energie E_{cyc}	24.0	—	23.7	23.7
Tiefe 1	0.2	—	0.18	0.18
Tiefe 2	1.0	—	—	0.15
Faktor	2.3	—	—	2.1
χ^2_{red} (DOF)	—	1.91 (106)	0.65 (104)	0.65 (102)

nicht signifikant, bei den Beobachtungen #3 und #4 ist sie nicht detektierbar. Nur bei der fünften Beobachtung ist sie gut und signifikant zu sehen.

Bei der Auflösung der Spektren in zehn Phasenbins erlaubt es die *HEXTE*-Statistik allerdings nicht mehr, nach der ersten harmonischen Linie zu suchen. Die Tiefe der fundamentalen Linie variiert stark über die Pulsphase, während die Lage konstant bleibt (siehe Tab. 5.13), von Schwankungen abgesehen, die durch die fast verschwindende Tiefe in den Offpuls-Phasenbins möglich sind.

Nach der Zusammenfassung dieser Phasenbins zu Hauptpuls-, Nebenpuls- und Offpuls-Spektren zeigt sich die fundamentale Linie in dem Hauptpuls als sehr stark und signifikant (siehe Tabelle 5.17). Als ebenfalls gut detektierbar zeigt sich die erste harmonische Linie in dem Hauptpuls, während sie in dem Nebenpuls und im Offpuls kaum oder gar nicht zu detektieren ist (mit Ausnahme des Offpuls Spektrums der Beobachtung #5).

Bei den Puls minus Offpuls Spektren wird der Kontrast deutlich erhöht, so daß die Linien deutlicher zu Tage treten.

Es stellt sich natürlich die Frage, warum die harmonische Linie bei der einen Beobachtung gut zu sehen sind, und bei der nächsten nicht. Es ist zwar nicht erstaunlich, daß sich bei einem so stark variablem Objekt wie Vela X-1 auch Lage und Stärke der Zyklotron-Absorptionslinien ändern können, aber es ist doch nicht anzunehmen, daß diese verschwinden, was auf eine Änderung der Akkretions-Geometrie hindeuten würde.

Da in Kapitel 4 deutlich wurde, daß das Instrument *HEXTE* eine wesentlich höhere Totzeit hat, als aus den Tests am Boden hervorging, bietet es sich an, die Simulationen, die der PI Peter Kretschmar für das Proposal durchführte, zu wiederholen. So läßt sich austesten, wie tief die obere Linie sein muß, damit sie mit *HEXTE* – unter Verwendung der aktuellen Responsen und Beobachtungszeiten – einwandfrei detektiert werden kann.

In Abb. 5.46 wird ein simuliertes Spektrum gezeigt. Dieses Spektrum wurde unter der Annahme eines *PLFDCO*-Modells mit *zwei* Zyklotron-Absorptionslinien mit den Parametern aus Tabelle 5.22 erzeugt. Danach wurde dieses Spektrum ohne Linien, mit einer Linie und mit zwei Linien gefittet: die Residuen sind in Abb. 5.46(a) bis (c) dargestellt. Wie daraus hervorgeht, ist ein akzeptabler Fit ohne Linien nicht möglich (wie zu erwarten war). Allerdings ist ein akzeptabler Fit mit lediglich einer Linie möglich, obwohl dem simulierten Spektrum ein Modell mit zwei Linien zu Grunde liegt!

Damit ist verständlich, warum die erste harmonische Zyklotron-Absorptionslinie in der einen Beobachtung zu sehen ist, und in der anderen insignifikant oder gar nicht da ist.

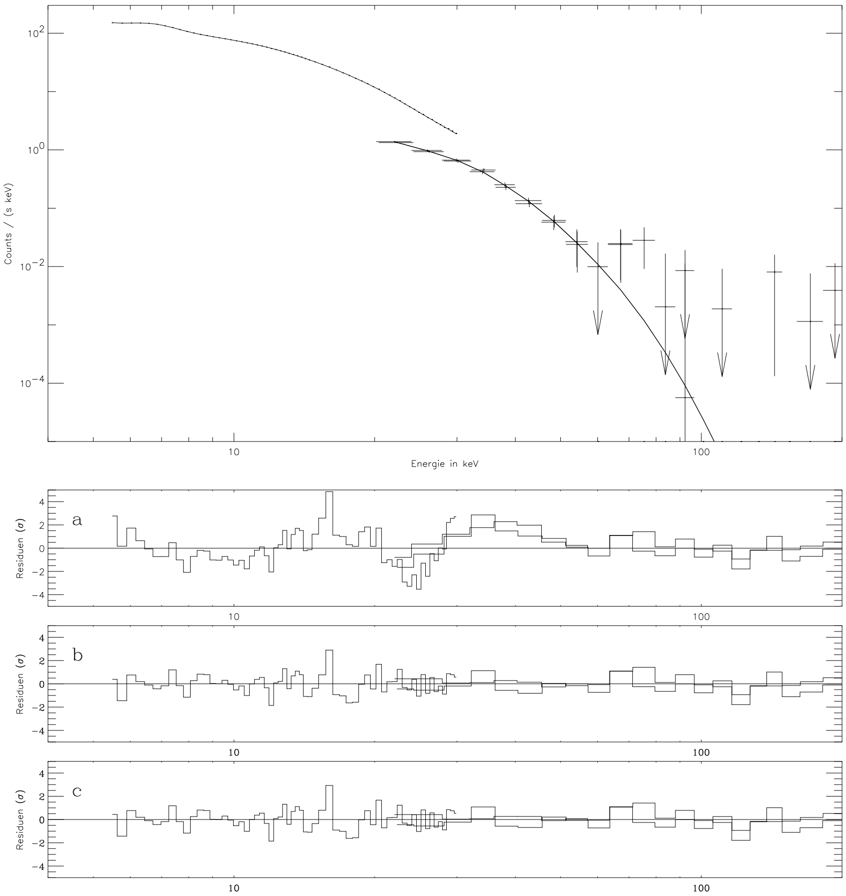

Abbildung 5.46: Simulation eines Spektrums mit den in Tab. 5.22 gegebenen Parametern. In (a) sind die Residuen für einen Fit ohne Zyklotron-Absorptionslinien, in (b) mit einer und in (c) mit beiden Linien gezeigt. Die Parameter zu den drei Fits sind in Tab. 5.22 wiedergegeben.

Die Absorptionslinie muß in dem ungefalteten Spektrum eine Tiefe haben, die deutlich größer als 1.0 ist, um detektiert zu werden. Selbst bei einer Tiefe von 2.0 ist in den Residuen erst eine leichte Einsenkung zu sehen, die aber sich aber nicht in eine signifikante Linie umsetzen läßt. Erst bei einer Tiefe von mindestens 3.0 verbessert sich der Fit durch die Hinzunahme einer zweiten Linie. Für eine zweifelsfreie Detektion wäre eine noch größere Tiefe ($\sim$5.0) nötig.

Diese Simulationen sind natürlich stark von den gewählten Beobachtungslängen abhängig; diese Simulationen (und genannten Linientiefen) gelten für eine Beobachtungslänge von etwa 5000 Sekunden bei dem *PCA* und zusammen $\sim$2200 Sekunden bei *HEXTE* (was in etwa der Beobachtung drei entspricht, siehe Tab. 5.2).

Aus Tabelle 5.2 ist zu ersehen, daß die Längen der vier Beobachtungen stark schwanken, was auf noch nicht prozessierte Daten zurückzuführen ist. Bemerkenswerterweise sind die Absorptionslinien bei den beiden Beobachtungen am stärksten, bei denen auch die Beobachtungslänge am größten ist: insbesondere gilt dies für Beobachtung #5.

Dies und die wesentlich größere Totzeit bei *HEXTE* erschweren die Detektion der ersten harmonischen Linie ungemein, so daß es nicht verwundert, daß diese nicht bei allen Beobachtungen detektiert werden konnte.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

Der Verlauf dieser Arbeit war von einer sich sehr häufig verändernden Grundlage – was Daten und Software anbelangt – geprägt. Standen in den ersten Monaten nur die Beobachtungen eins bis drei zur Verfügung, so fehlte die sechste Beobachtung bis zur Fertigstellung dieser Arbeit.

Die Software änderte sich in monatlichen Abständen, wobei jede neue Version ihre eigenen Probleme hatte. Ähnliches gilt für die Response-Matrizen von *PCA* und *HEXTE*. Die Software zur Bereitstellung des Hintergrundes für den *PCA* funktioniert bis heute nicht zufriedenstellend, so daß auf einen Hintergrund, der aus Occultation-Daten gewonnen wurde, zurückgegriffen werden mußte.

Die Software zur Auswertung der Daten des Hochenergie-Instruments *HEXTE* stand erst ab März 1997 in einer rudimentären Form zur Verfügung. Alsbald stellte sich heraus, daß ein Teil der zur Auswertung der *HEXTE*-Daten notwendigen Housekeeping-Daten fehlte und nur dank des Einsatzes einiger Mitglieder des Centers for Astronomy and Space Science der University of California at San Diego, La Jolla, konnte mit den *HEXTE*-Daten gearbeitet werden.

Die Auswertung der Daten zeigte, daß es sich bei Vela X-1 um ein stark variables Objekt handelt. Sowohl aus den Fits an die Spektren, als auch aus den Pulsprofile der vier Beobachtungen ist eine starke Variation nicht nur im kurzfristigen Bereich (wie in Abb. 5.7 anhand der starken Variationen von Puls zu Puls gut zu sehen), sondern auch im längerfristigen Bereich zu sehen.

Die Pulsprofile zeigten in bisher unerreichter Auflösung, daß bei niedrigen Energien ($\sim$4 keV) der Puls eine komplizierte Form mit fünf Spitzen hat, die sich zu immer höheren Energien in eine einfache Doppelpuls-Struktur umwandelt.

Aus allen vier Beobachtungen wurden phasengemittelte Spektren erstellt. Anhand einer Beobachtung wurden dann die verschiedenen im Abschnitt 5.5 vorgestellten Modelle diskutiert. Wie sich herausstellte, konnten nur das *PLFDCO*-Modell und das *NPEX*-Modell akzeptabel an die Daten gefittet werden. Da sich aber das *PLFDCO*-Modell im Allgemeinen besser an die Daten fitten ließ und es ohnehin einen Parameter *weniger* hat als das *NPEX*-Modell, wurde bei allen anderen Fits nur noch dieses Modell verwendet.

Aber auch mit dem *PLFDCO*-Modell allein war kein akzeptabler Fit möglich. Es mußte mindestens eine Zyklotron-Absorptionslinie bei $\sim$24 keV hinzugenommen werden. Bei den Beobachtungen #2 und #5 erwies es sich als vorteilhaft noch eine zweite Linie bei $\sim$55 keV hinzuzunehmen. Diese zweite Linie ist damit höchstwahrscheinlich die erste harmonische Linie der Fundamental-Linie bei $\sim$24 keV. Diese obere Linie konnte bei den anderen Beobachtungen nicht signifikant nachgewiesen werden — möglicherweise wegen der wesentlich höheren Totzeit bei *HEXTE* und der fehlenden *HEXTE*-Datenblöcke.

In den Lichtkurven der vier Beobachtungen wurden zwei ungewöhnliche Ereignisse entdeckt: ein Ausbruch, bei dem die Zählrate auf ungefähr das Dreifache anstieg und einen Off-State, bei dem die Zählrate auf einen Bruchteil von $\sim$20 % des normalen Werte zurückging und während dem auch keine Pulsationen beobachtet wurden.

Es war nicht möglich, ein Spektrum des Ausbruchs zu gewinnen, da genau an dieser Stelle ein *HEXTE*-Datenblock fehlt. Aus der Analyse eines Hardness-Ratios und der Division des *PCA*-Flare-Spektrums durch ein Spektrum des Normal-Zustands war zu ersehen, daß das Spektrum nicht – wie oft angenommen wird – während des Ausbruchs weicher wird, sondern bis $\sim$40 keV zumindest unverändert bleibt, im Gegenteil sogar eher etwas härter zu werden scheint.

Während des Off-States konnte zwar ein Spektrum gewonnen werden, aber die Zählraten sind naturgemäß so niedrig, daß die Statistik zu wünschen übrig ließ. Die Fits an dieses Spektrum scheinen aber die früheren Aussagen zu bestätigen, daß sich das Spektrum während eines solchen Off-States nicht stark ändert.

Nach der Untersuchung der phasengemittelten Spektren wurde der Puls in zehn Phasenbins unterteilt und aus jedem dieser Bins ein Spektrum gewonnen. Die Fits an diese Spektren zeigten eindeutig, daß die fundamentale Zyklotron-Absorptionslinie in dem Hauptpuls mit Abstand am stärksten ist, während sie in dem Nebenpuls bedeutend schwächer und außerhalb der Pulse praktisch gar nicht zu detektieren ist. Bei der Beobachtung #2 ergab sich bei Phasenbin 02, der sich im Zentrum des Hauptpulses befindet, eine unerwartet hohe Absorption von $7 \cdot 10^{22}$ Atomen/cm^2, während die anderen Bins keinerlei Absorption aufweisen. Diese hohe Absorption koinzidiert mit einer starken Einsenkung des Pulsprofiles bei niedrigen Energien ($\sim$4 keV), was zu der Annahme führt, daß man direkt in die Akkretionssäule hineinschaut. Bei den anderen Beobachtungen ist die Absorption prinzipiell höher und daher ist ein derartig deutlicher Effekt nicht zu beobachten. Der Photonenindex α variiert ebenfalls im Verlauf des Pulses; hierbei fällt auf, daß das Spektrum in dem Puls in der Regel härter ist als außerhalb des Pulses.

Die zehn einzelnen Phasenbins wurden zu drei Gruppen, Hauptpuls, Nebenpuls und Offpuls zusammengefaßt. Die daraus gewonnen Ergebnisse bestätigten, was sich bei der Analyse der einzelnen Bins schon abzeichnete: die Zyklotron-Absorptionslinie ist in dem Hauptpuls am stärksten. Wegen der besseren Statistik konnte wieder nach der ersten harmonischen Linie gesucht werden; für ihre Tiefe gilt – mit Ausnahme der Beobachtung #5 – das gleiche wie für die Tiefe der Fundamental-Linie.

Schließlich wurde von den Haupt- und Nebenpuls-Spektren aller vier Beobachtungen das jeweilige Offpuls-Spektrum abgezogen. Dadurch wurde der Kontrast der Zyklotron-Absorptionslinie deutlich erhöht.

Zusammenfassend steht fest, daß bei $\sim$24 keV ein in der Stärke über die Pulsphase variierendes Absorptions-Feature auftritt, daß als Zyklotron-Absorptionslinie interpretiert werden kann. Daraus ergibt sich nach Gleichung 3.10 und unter Berücksichtigung der Rotverschiebung nach Gleichung 3.11 eine Magnetfeldstärke von $2.7 \cdot 10^{12}$ Gauß (kanonische Masse 1.4 $M_\odot$) bis $3.1 \cdot 10^{12}$ Gauß (Masse 1.9 $M_\odot$ nach Tab. 5.1).

6.2 Ausblick

Sobald die noch fehlende Beobachtung #6 geliefert wird, wird sie auf die gleiche Weise analysiert werden, wie die anderen vier Beobachtungen. Sobald alle Daten vom *RXTE*-Datenzentrum reprozessiert wurden, so daß auch die bisher fehlenden *HEXTE*-Datenblöcke vorhanden sind, werden auch diese Beobachtungen noch einmal neu aufgerollt werden. Dies ist umso wichtiger, als in den letzten Tagen der Fertigstellung dieser Arbeit, eine neue *inoffizielle* Version zur Totzeitkorrektur der *HEXTE*-Spektren und neue Response-Matrizen für den *PCA* installiert werden konnte. Die in dieser Arbeit gezeigten Spektren wurden mit der neuesten offiziellen Version (*FTOOLS 4.0*) der *HEXTE* Software erstellt; für die *PCA*-Daten wurden die *FTOOLS 3.6.1* und teilweise auch FTOOLS 4.0 benutzt, die seit Ende Juni 1997 zur Verfügung stehen.

Mit diesen komplettierten Daten und den sich allmählich einpendelnden Response-Matrizen und Programmen, sollte es möglich sein, die Frage nach der oberen Zyklotron-Absorptionslinie präziser zu beantworten.

Unabhängig davon sollen noch einige weitere längere Beobachtungen von Vela X-1 mit *RXTE* beantragt werden, so daß auch in den *HEXTE* Spektren genügend Ereignisse für eine sichere Statistik vorhanden sind, so daß die Präsenz (oder das Fehlen) der oberen Zyklotron-Absorptionslinie mit einiger Signifikanz nachgewiesen werden kann.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen später noch einem breiten Publikum durch eine Veröffentlichung zugänglich gemacht werden.

Die aus dieser (und den geplanten) Arbeiten gewonnen Erkenntnisse über die Lage und das Verhalten der Zyklotron-Absorptionslinien und auch eines HMXB im Allgemeinen sollten helfen, die Spektren ähnlicher Röntgen-Doppelsterne bzw. Kandidaten für Zyklotron-Absorptionslinien auszuwerten und zu verstehen.

Anhang A

Energieaufgelöste Pulsprofile

In Abschnitt. 5.11 wurden bereits die energieaufgelösten Pulsprofile der Beobachtung #2 vorgestellt. Aus Platzgründen wurde auf die Darstellung der energieaufgelösten Pulsprofile der Beobachtungen drei, vier und fünf verzichtet. Dies soll hier nachgeholt werden.

Wie bei den bereits in Abb. 5.11 gezeigten Pulsprofilen der Beobachtung #2 kann man auch bei diesen drei Beobachtungen den Übergang von der komplexen fünf Spitzen Struktur bei niedrigen Energien ($\sim$4 keV) zu einem einfachen Doppelpuls bei sehr hohen Energien gut verfolgen.

Bemerkenswert ist, daß der Nebenpuls, der bei niedrigen Energien stark aufgespalten und sehr viel flacher als der Hauptpuls ist, mit zunehmender Energie immer höher wird, bis er im obersten Energiebereich (15–60 keV) sogar höher ist als der Hauptpuls.

Die *HEXTE*-Pulsprofile sind nicht weiter interessant, da sich in dem Energiebereich von *HEXTE* (20–200 keV) bereits der Doppelpuls ausgebildet hat, so daß keine weitere Information gewonnen werden kann.

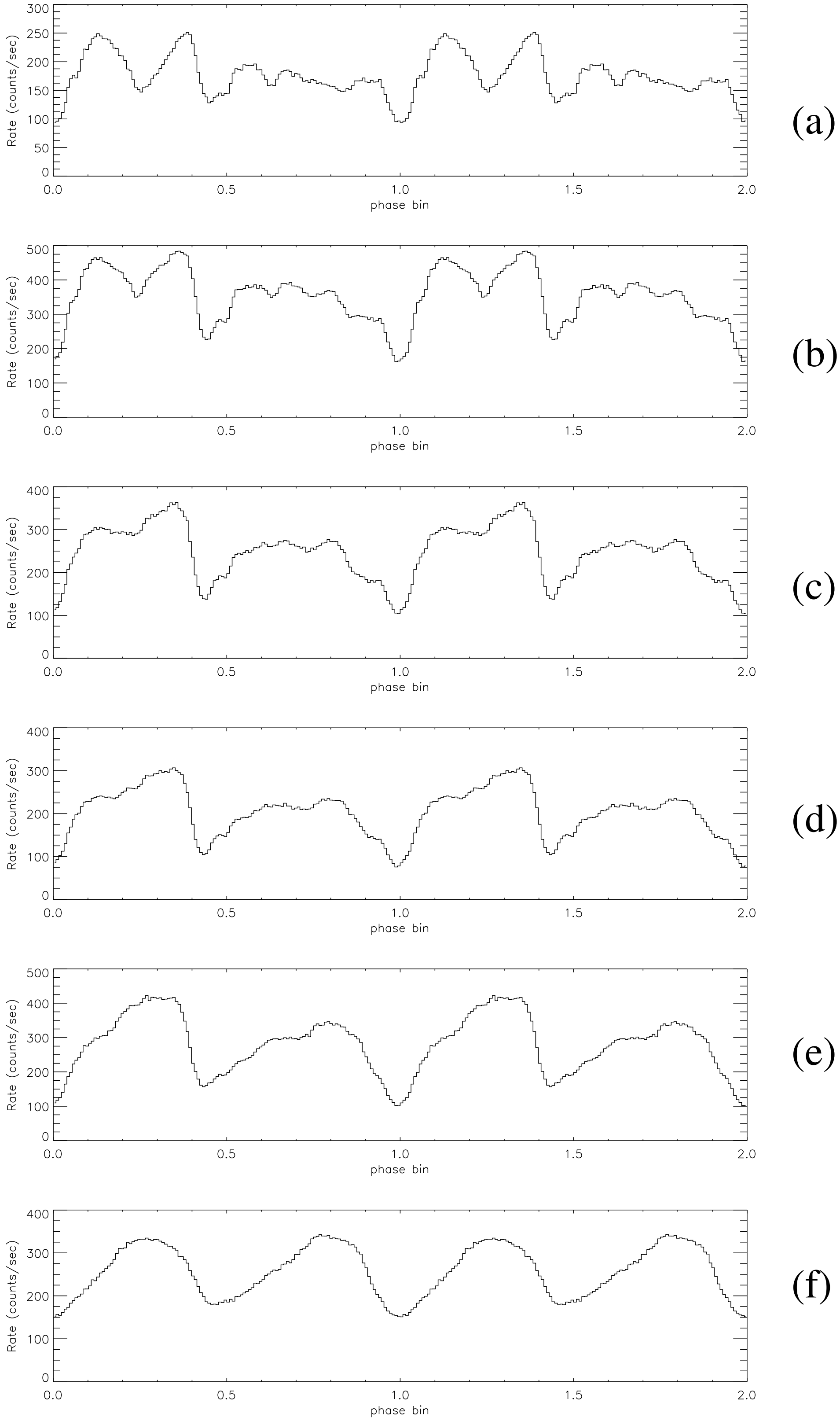

Abbildung A.1: Energieaufgelöste Pulsprofile der Beobachtung #3. (a) von 2 bis 4 keV (b) von 4 bis 6 keV (c) von 6 bis 8 keV (d) von 8 bis 10 keV (e) von 10 bis 15 keV (e) von 15 bis 60 keV.

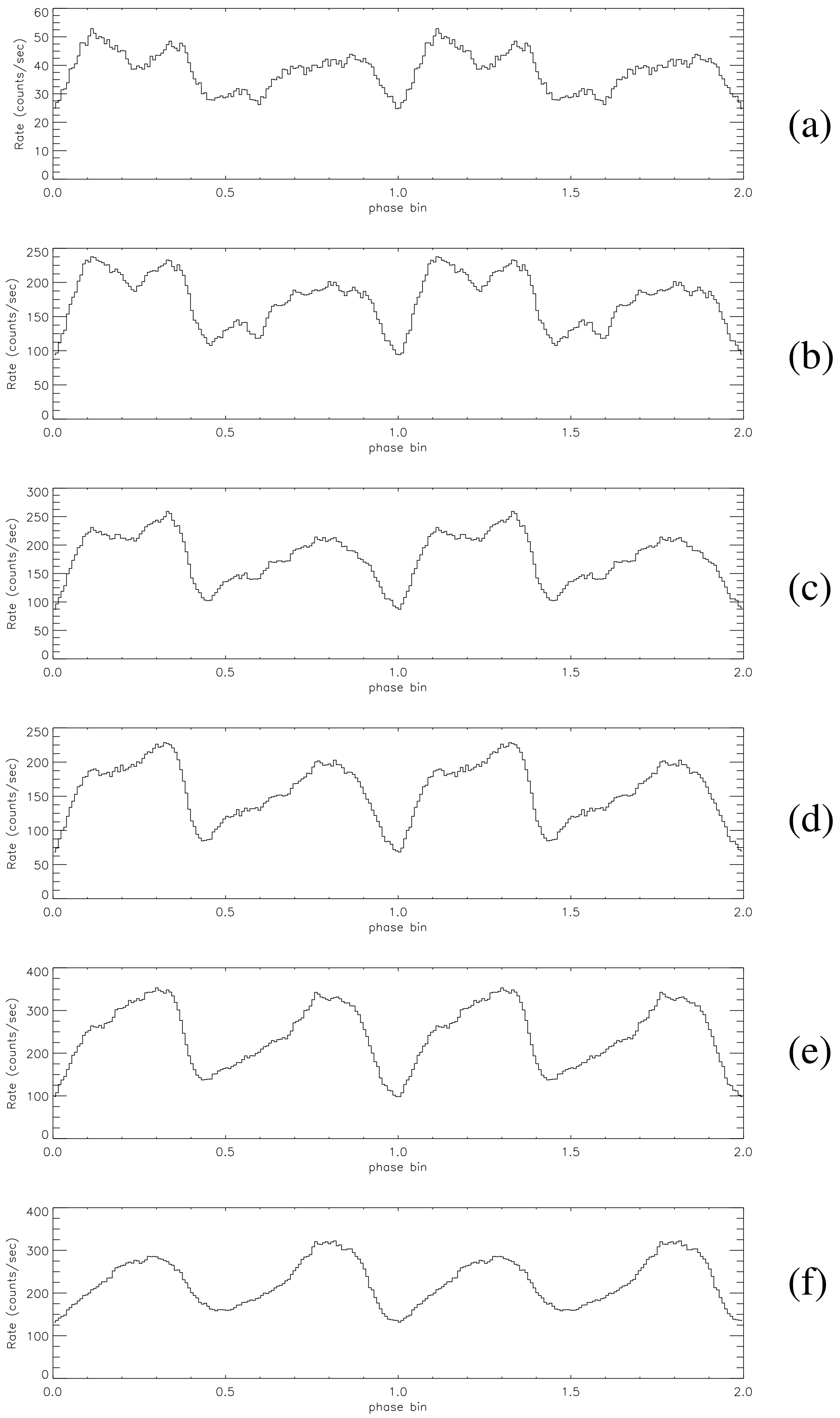

Abbildung A.2: Energieaufgelöste Pulsprofile der Beobachtung #4. (a) von 2 bis 4 keV (b) von 4 bis 6 keV (c) von 6 bis 8 keV (d) von 8 bis 10 keV (e) von 10 bis 15 keV (e) von 15 bis 60 keV.

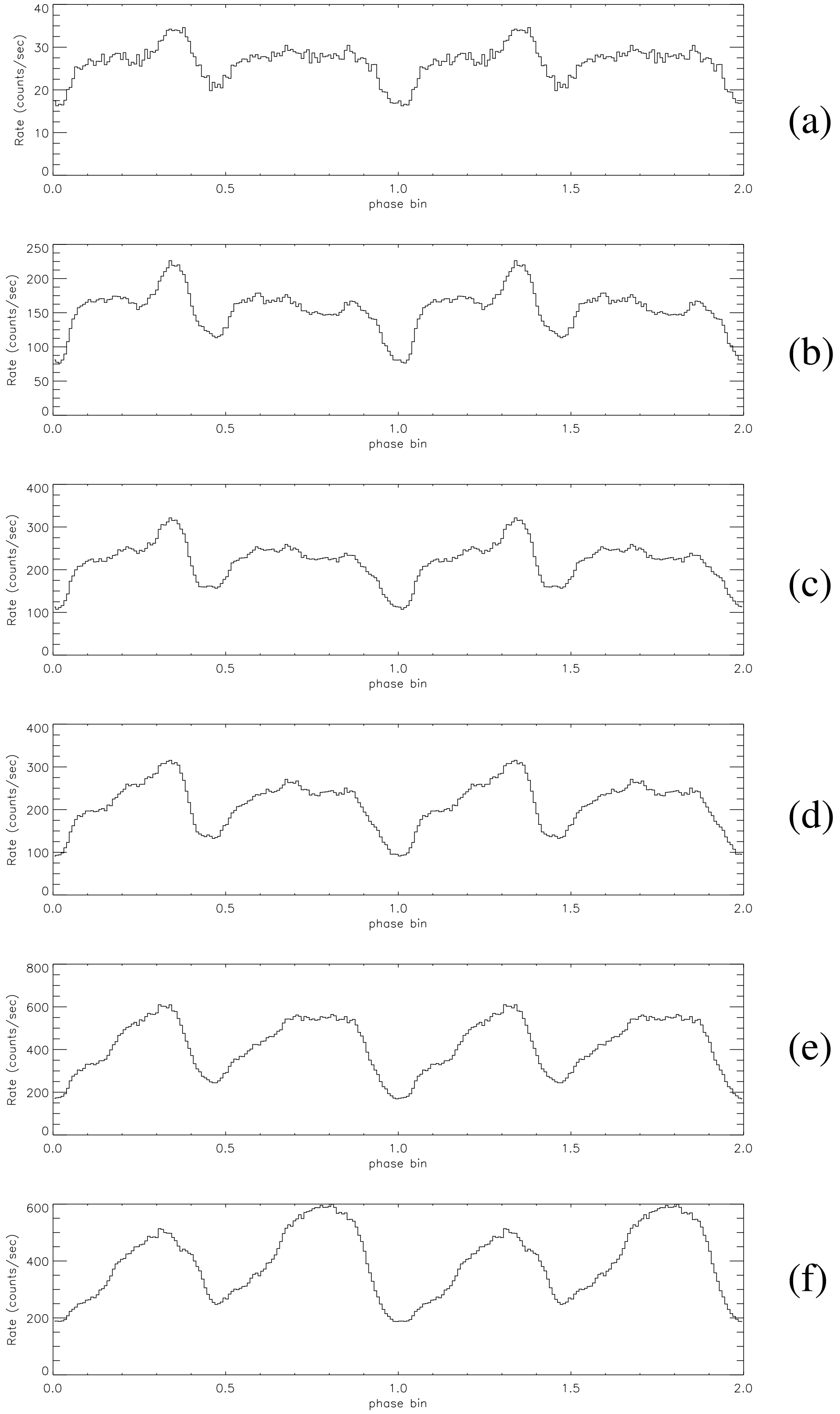

Abbildung A.3: Energieaufgelöste Pulsprofile der Beobachtung #5. (a) von 2 bis 4 keV (b) von 4 bis 6 keV (c) von 6 bis 8 keV (d) von 8 bis 10 keV (e) von 10 bis 15 keV (e) von 15 bis 60 keV.

Anhang B

Spektral-Klassifikation

Die Spektral-Klassifikation eines Sterns soll am Beispiel von HD 77581 erläutert werden.

HD 77581 ist als Stern des Typs **B0.5Ib** klassifiziert worden.

Der erste Buchstabe gibt die spektrale Klasse des Sterns an. Kennt man diese Klasse, weiß man bereits, welche Linien wie stark im Spektrum dieses Sterns zu sehen sind und ob es sich um einen blauen, gelben oder roten Stern handelt. In Tabelle B.1 sind die Spektral-Klassen und ihre *heutige* Definition zusammengefaßt. Diese Einteilung heißt *Harvard-Klassifikation*. Die in dieser und den folgenden Tabellen angegebenen Definitionen stammen aus Kaler (1994), Seite 88ff.

Ursprünglich war die Klassifikation alphabetisch, aber es stellte sich heraus, daß manche Klassen nur Variationen einer anderen sind, während manche Sonderklasse eine echte eigene Klasse ist. Daher ergibt sich die etwas unorthodoxe Reihenfolge:

O – B – A – F – G – K – M

Wobei die Sequenz mit dem heißesten Typ beginnt und bei den kühlen Sternen aufhört.

Außer diesen sieben Klassen, gibt es noch einige Sonderklassen (R, N, ...), auf die hier aber nicht weiter eingegangen wird.

Diese Einteilung erwies sich als zu grob und daher wurden Zwischenstufen eingeführt: Zahlen von 0 bis 9, die direkt hinter dem Buchstaben der Klasse stehen. Dabei bedeutet eine neun, daß dieser Stern schon fast in die nächst kühlere Klasse gehört, während eine Null sagt, daß er fast in die nächst heißere Klasse gehört.

HD 77581 hat in dieser Hinsicht eine gewisse Sonderstellung. Gerade bei den B0 und B1 Sternen ist der Unterschied immer noch recht groß, so daß eine weitere Zwischenstufe geschaffen wurde: B0.5

Besitzt des Spektrum (oder der Stern) irgendwelche ungewöhnlichen Eigenschaften, so versieht man die Spektral-Klassifikation mit einem weiteren kleinen Buchstaben, der über die Art der Eigenschaft aufklärt: siehe Tabelle B.2.

Tabelle B.1: Die Harvard Spektral Klassifikation. Die Temperatur bezieht sich auf das Hauptreihen Stadium.

Klasse	Temperatur	Beschreibung
O	28000 – 50000 K	Helium II Linien, häufig Emissionslinien
B	9900 – 28000 K	Linien von neutralem Helium
A	7400 – 9900 K	Linien des neutralen Wasserstoffs
F	6000 – 7400 K	erste Metall-Linien, neutraler Wasserstoff
G	4900 – 6000 K	Calcium II Linien, Metall-Linien
K	3500 – 4900 K	Linien von Calcium I & II, erste Molekülbanden
M	2000 – 3500 K	Molekülbanden

Alle diese Angaben sagen noch nichts über die Leuchtkraft des Sterns aus; diese Information steht am Ende der Klassifikation, in der sog. MKK-Leuchtkraft-Klassifikation. Diese wird manchmal noch um ein *a* oder *b* (wie bei HD 77581) erweitert, um anzudeuten, daß der Stern etwas heller bzw. schwächer als angegeben ist.
Die Sterne werden in acht Klassen von extrem hell und groß bis zu klein und dunkel eingeteilt. Eine Ausnahme ist die Klasse VII: manche Weiße Zwerge können trotz geringer Größe sehr leuchtkräftig sein.
Die Definitionen der Einteilung sind in Tabelle B.3 wiedergegeben.

Tabelle B.2: Präfixe und Suffixe zur Harvard-Spektral-Klassifikation.

Präfix	Beschreibung
b	breite Linien
a	normale Linien
c	scharfe Linien (Überriesen)
d	Zwergstern (Hauptreihe)
g	Riese
sd	Unterzwerg
wd = D	weißer Zwerg

Suffix	Beschreibung
e	Emissionslinien (O-Sterne: H-Emission)
em	Metall-Emissionslinien
er	Emissionslinien mit zentraler Einsenkung
ep	peculiäre Emissionslinien
eq	O-Cygni-Emissionslinien
f	He- und N-Emissionslinien bei O-Sternen
n	breite, diffuse Linien (“nebulous”)
nn	sehr breite, diffuse Linien
s	scharfe Linien
k	interstellare Absorptionslinien
v	veränderliches Spektrum (außer Änderungen durch Doppler-Effekt)
p=pec	Spektrum mit Besonderheiten
m	starke Absorptionslinien von Metallen
wk	schwache Linien (“weak”)
!	besondere Auffälligkeiten

Tabelle B.3: Die MKK-Leuchtkraft-Klassifikation. Sie heißt nach seinen geistigen Vätern: Morgan, Keenan und Kellman.

0	die allerhellsten und extrem hellen Überriesen
Ia	helle Überriesen
Ib	weniger helle Überriesen
II	helle Riesen
III	normale Riesen
IV	Unterriesen
V	Zwerge (Hauptreihen Sterne)
sd (VI)	Unterzwerge
D, wd (VII)	Weiße Zwerge

Anhang C

Literaturverzeichnis

Alexander, S. G., Mészáros, P., 1989, Astrophys. J., 344, L1

Allan, J. S., 1996, High-Energy Astrophysics Missions, WWW: http:// legacy. gsfc. nasa. gov/ docs/ learning_center/

Anders, E., Ebihara, M., 1982, Geochim. Cosmochim. Acta, 46, 2363

Basko, M. M., Sunyaev, R. A., 1976, Mon. Not. R. Astron. Soc., 175, 395

Bautz, M., Howe, S., Gorecki, A., et al., 1983, Astrophys. J., 266, 794

Becker, R. H., Rothschild, R. E., Boldt, E. A., et al., 1978, Astrophys. J., 221, 912

Bhattacharya, D., Srinivasan, G., 1995, in W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, E. P. J. van den Heuvel (eds.), X-Ray Binaries, Cambridge University Press (Cambridge), Chapt. 12: The magnetic fields of neutron stars and their evolution, 495–522

Bondi, H., Hoyle, F., 1944, Mon. Not. R. Astron. Soc., 104, 273

Boynton, P. E., Deeter, J. E., Lamb, F. K., Zylstra, G., 1986, Astrophys. J., 307, 545

Boynton, P. E., Deeter, J. E., Lamb, F. K., et al., 1984, Astrophys. J., 283, L53

Bradt, H. V. D., Ohashi, T., Pounds, K. A., 1992, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 30, 391

Brucato, R. J., Kristian, J., 1972, Astrophys. J., 173, L105

Burbidge, G. R., Gould, R. J., Tucker, W. H., 1965, Phys. Rev. Lett., 14, 289

Burnard, D. J., Arons, J., Klein, R. I., 1991, Astrophys. J., 367, 575

Carramiñana, A., Chadwick, P. M., Dipper, N. A., et al., 1989, Astrophys. J., 346, 967

Charles, P. A., Seward, F. D., 1995, Exploring the X-ray Universe, Cambridge University Press (Cambridge)

Charles, P. A., Watson, K. O., White, N. E., et al., 1978, Mon. Not. R. Astron. Soc., 183, 813

Chiu, H. Y., 1964, Ann. Phys. (N.Y.), 26, 364

Chodil, G., Mark, H., Rodrigues, R., et al., 1967, Astrophys. J., 150

Choi, C. S., Dotani, T., Day, C. S. R., Nagase, F., 1996, Astrophys. J., 471, 447

Comastri, A., Setti, G., Zamorani, G., Hasinger, G., 1995, Astron. Astrophys., 296, 1

Conti, P. S., 1978, Astron. Astrophys., 63, 225

Corbet, R. H. D., 1986, Mon. Not. R. Astron. Soc., 220, 1047

Couterman, C., Paeth, A., 1997, Starchart for Linux

Crampton, D., Hutchings, J. B., 1974, Astrophys. J., 191, 483

Cui, W., Heindl, W. A., Rothschild, R. E., et al., 1996, Astrophys. J.

Daugherty, J. K., Harding, A. K., 1986, Astrophys. J., 309, 362

Davidson, K., Ostriker, J. P., 1973, Astrophys. J., 179, 585

Day, C. S. R., Stevens, I. R., 1993, Astrophys. J., 403, 322

Deeter, J. E., Boynton, P. E., Lamb, F. K., Zylstra, G., 1989, Astrophys. J., 336, 376

Dove, J., Wilms, J., Maisack, M., Begelman, M. C., 1997, Astrophys. J., 487, in press

Dupree, A. K., Gursky, H., Black, H., et al., 1980, Astrophys. J., 238, 969

Ebisawa, K., Day, C., Kallman, T., et al., 1996a, Publ. Astron. Soc. Jpn., preprint

Ebisawa, K., Day, C. S. R., Kallman, T. R., et al., 1996b, Publ. Astron. Soc. Jpn., 48, 425

Eichler, D., Vestrand, W. T., 1984, Nature, 307, 613

Fabian, A. C., Pringle, J. E., Rees, M. J., 1975, Mon. Not. R. Astron. Soc., 172, 15P

Forman, W., Jones, C., Cominsky, L., et al., 1978, Astrophys. J., Suppl. Ser., 38, 357

Forman, W., Jones, C., Tananbaum, H., et al., 1973, Astrophys. J., 182, L103

Frank, J., King, A., Raine, D., 1992, Accretion Power in Astrophysics, Cambridge University Press (Cambridge), 2nd edition

Friedmann, H., Lichtman, S. W., Bryam, E. T., 1951, Phys. Rev. D, 83, 1025

Gerthsen, C., Vogel, H., 1993, Physik, Springer (Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest), 692–695, 17. Auflage

Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., Rossi, B. B., 1962, Phys. Rev. Lett., 9, 439

Ginzburg, V. L., 1964, Sov. Phys. – Dokl., 9, 329

Gnedin, Y. N., Sunyaev, R. A., 1974, Astron. Astrophys., 36, 379

Gottwald, M., Parmer, A. N., White, N. E., et al., 1995, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 109, 9

Gruber, D. E., Blanco, P. R., Heindl, W. A., et al., 1996, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 120, 641

Haberl, F., 1994, Astron. Astrophys., 288, 791

Haberl, F., Day, C. S. R., 1992, Astron. Astrophys., 263, 241

Haberl, F., White, N. E., 1990, Astrophys. J., 361, 225

Harding, A. K., 1991, Science

Harding, A. K., 1993, in Collegepark93, p. 429

Harding, A. K., Daugherty, J. K., 1991, Astrophys. J., 374, 687

Hayakawa, 1984, Adv. Space Res., 3, 10

Hayakawa, S., Matsuoka, M., Sugimoto, D., 1965, Space Sci. Rev., 9, 109

HEASARC artist, 199x, Artist impression of Cygnus X-1, WWW: http:// heasarc. gsfc. nasa. gov/ Images/ general/ accretion.gif

Herold, H., 1979, Phys. Rev. D, 19, 2868

Hiltner, W. A., 1973, IAU Circ., 2502

Hiltner, W. A., Werner, J., 1972, Astrophys. J., 175, L19

Hutchings, J. B., 1976, Astrophys. J., 203, 438

Hutchings, J. B., Crampton, D., Glaspey, J., Walker, G. A. H., 1973, Astrophys. J., 182, 549

Inoue, H., Ogawara, Y., Ohashi, T., Waki, I., 1984, Publ. Astron. Soc. Jpn., 36, 709

Jahoda, K., Swank, J. H., Giles, A. B., et al., 1996, in O. H. W. Siegmund, M. A. Gummin (eds.), EUV, X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy VII, Vol. 2808, SPIE, p. 59

Joss, P. C., Rappaport, S. A., 1984, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 537

Kaler, J. B., 1994, Sterne und ihre Spektren, Spektrum (Heidelberg, Berlin. New York)

Kallman, T. R., 1987, Astrophys. J., 317, 746

Kallman, T. R., White, N. E., 1982, Astrophys. J., 261, L35

Kaper, L., Hammerschlag-Hensberge, G., Zuiderwijk, E. J., 1994, Astron. Astrophys., 289, 846

Kaper, L., van Loon, J. T., T. Augusteijn, P. G., et al., 1997, Astrophys. J., 465, L37

Karttunen, H., Kröger, P., Oja, H., et al., 1990, Astronomie, Springer (Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest)

Katz, J. I., 1976, Astrophys. J., 206, 910

Katz, J. I., Smith, I. A., 1988, Astrophys. J., 326, 733

King, A., 1995, in W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, E. P. J. van den Heuvel (eds.), X-Ray Binaries, Cambridge University Press (Cambridge), Chapt. 10 : Accretion in close Binaries, 419–456

Kramers, H. A., 1923, Phil. Mag., 46, 836

Kretschmar, P., 1991, *Diplomarbeit*, Astronomisches Institut der Universität Tübingen

Kretschmar, P., 1996, *Dissertation*, Fakultät für Physik der Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Kretschmar, P., Kreykenbohm, I., Staubert, R., et al., 1997, in Fourth Compton Symposium, AIP

Kretschmar, P., Kreykenbohm, I., Wilms, J., et al., 1996, ESA Proceedings of the 2nd INTEGRAL Workshop

Kuulkers, E., 1995, *Ph.D. thesis*, Sterrenkundig Instituut 'Anton Pannekoek', Universiteit van Amsterdam

Lamb, F. K., Pethick, C. J., Pines, D., 1973, Astrophys. J., 184, 271

Lamb, P., Sanford, P. W., 1979, Mon. Not. R. Astron. Soc., 188, 555

Langer, S. H., Rappaport, S., 1982, Astrophys. J., 257, 733

Lapshov, I. Y., Syunyaev, R. A., Chichkov, M. A., et al., 1992, Sov. Astron. Lett., 18, 16

Laurent, P., Paul, J., Ballet, J., et al., 1995, Astron. Astrophys., 300, 399

Lewis, W., Rappaprt, S., Levine, A., Nagase, F., 1992, Astrophys. J., 389, 665

Lipunov, V. M., 1992a, Astrophysics of Neutron Stars, Springer (Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest), 34, original (c) 1987

Lipunov, V. M., 1992b, Astrophysics of Neutron Stars, Springer (Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest), 47, original (c) 1987

Longair, M. S., 1992, High Energy Astrophysics, Vol. 1, Cambridge University Press (Cambridge)

Longair, M. S., 1994, High Energy Astrophysics, Vol. 2, Cambridge University Press (Cambridge)

Loznikov, V. M., Konorkina, E. E., Melioranskii, A. S., 1992b, Sov. Astron. Lett., 18, 233

Loznikov, V. M., Konorkina, E. E., Melioranskii, A. S., 1992a, Sov. Astron. Lett., 18, 231

Maisack, M., Grove, J. E., Kendziorra, E., et al., 1997, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., in press

Mätzler, C., Bai, T., Crannell, C. J., Frost, K. J., 1978, Astrophys. J., 223, 1058

McClintock, J. E., Rappaport, S., Joss, P. C., et al., 1976, Astrophys. J., 206, L99

McCray, R., Hatchett, S., 1975, Astrophys. J., 199, 196

Mészáros, P., Nagel, W., 1985, Astrophys. J., 147–160

Mihara, T., 1995a, *Ph.D. thesis*, RIKEN, Tokio

Mihara, T., 1995b, Study of X-ray spectra of binary pulsars, RIKEN Review No. 10

Mihara, T., Makishima, K., Kamijo, S., et al., 1991, Astrophys. J., 379, L61

Molteni, D., Rapisarda, M., Re, S., Robba, N. R., 1982, Astron. Astrophys., 111, 365

Mony, B., 1991, *Dissertation*, Fakultät für Physik der Eberhard-Karls-Universität Tübingen

Mony, B., Kendziorra, E., Maisack, M., et al., 1989, Astronomische Gesellschaft, Abstract Series, 3, 51

Morgan, W. W., Code, A. D., Whitford, A. E., 1955, Astrophys. J., Suppl. Ser., 2, 41

Morrison, R., McCammon, D., 1983, Astrophys. J., 270, 119

Morton, D. C., 1964, Astrophys. J., 140, 460

Nagase, F., 1989, Publ. Astron. Soc. Jpn., 41, 1

Nagase, F., Hayakawa, S., Kii, T., et al., 1984a, Publ. Astron. Soc. Jpn., 36, 667

Nagase, F., Hayakawa, S., Kunieda, H., et al., 1984b, Astrophys. J., 280, 259

Nagase, F., Hayakawa, S., Makino, F., et al., 1983, Publ. Astron. Soc. Jpn., 35, 47

Nagase, F., Hayakawa, S., Sato, N., et al., 1986, Publ. Astron. Soc. Jpn., 38, 547

Nagase, F., Zylstra, G., Sonobe, T., et al., 1994, Astrophys. J., 436, L1

Nagel, W., 1981, Astrophys. J., 288–296

NASA, 1997, High Energy Astrophysics Archive, WWWW: http:// heasarc. gsfc. nasa. gov/ cgi-bin/ W3Browse/ w3basic.pl

Nelson, J., Córdova, F., Middleditch, J., 1979, Astrophys. J., 229, 294

North, A. R., Raubenheimer, B. C., Jager, O. C. D., et al., 1987, Nature, 326, 567

Orlandini, M., 1993, Mon. Not. R. Astron. Soc., 264, 181

Orlandini, M., Fiume, D. D., Nicastro, L., et al., 1997, preprint

Osmer, P. S., Hiltner, W. A., 1973, Astrophys. J., 188, L5

Ostriker, J. P., Gunn, J. E., 1969, Astrophys. J., 157, 1395

Pan, H. C., Kretschmar, P., Skinner, H. K., et al., 1994, Astrophys. J., Suppl. Ser., 92, 448

Payne, B. J., Coe, M. J., 1987, Mon. Not. R. Astron. Soc., 225, 985

Peterson, L. E., Jacobson, A. S., Pelling, R. M., 1965, Phys. Rev. Lett., 16, 142

Pottschmidt, K., 1997, *Diplomarbeit*, EberhardKarls Universität Tübingen

Rappaport, S., Joss, P. C., McClintock, J., 1976, Astrophys. J., 206, L103

Rappaport, S., McClintock, J. E., 1975, IAU Circ., 2794

Raubenheimer, B. C., 1990, Astron. Astrophys., 234, 172

Raubenheimer, B. C., North, A. R., de Jager, O. C., et al., 1994, Astrophys. J., 428, 777

Raubenheimer, B. C., North, A. R., Jager, O. C. D., Nel, H. I., 1989, Astrophys. J., 336, 394

Raubenheimer, B. C., Ögelmann, H., 1990, Astron. Astrophys., 230, 73

Ridpath, I., 1991, Sterne erzählen, Goldmann (München)

Rothschild, R. E., 1996, HEXTE Detector PWB2 loses spectral capability and automatic gain control, Technical report, UCSD, WWW : http://mamacass.ucsd.edu /hexte/status/hexte_status_960307.html

Sadakane, K., Hirata, R., Jugaku, J., et al., 1985, Astrophys. J., 288, 284

Salpeter, E. E., 1964, Astrophys. J., 140, 796

Saraswat, P., Yoshida, A., Mihara, T., et al., 1996, Astrophys. J., 463, 726

Sato, N., Hayakawa, S., Nagase, F., et al., 1986, Publ. Astron. Soc. Jpn., 38, 731

Schandl, S., 1996, Astron. Astrophys., 307, 95

Schatzmann, E. L., Praderie, F., 1990, The Stars, A&A Library, Springer (Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest), 33

Shapiro, S. L., 1983, Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars, Wiley Interscience (New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore)

Shapiro, S. L., Salpeter, E. E., 1975, Astrophys. J., 198, 671

Soong, Y., 1992, Bull. Am. Astron. Soc., 181

Stark, 1997, PCABackEst Information Homepage, World Wide Web: http:// lheawww. gsfc. nasa. gov/ users/ stark/ pca/ pcabackest.html

Staubert, R., Kendziorra, E., Pietsch, W., et al., 1980, Astrophys. J., 239, 1010

Steiner, J. E., 1977, Astron. Astrophys., 61, L35

Sunyaev, R. A., Titarchuk, L. G., 1980, Astron. Astrophys., 86, 121

Taam, R. E., Fryxell, B. A., 1988, Astrophys. J., 327, L73

Tanaka, Y., 1986, Radiation and Hydrodynamics in stars and compact objects, Mihalas, Winkler, Chapt. Observations of Compact X-Ray Sources

Titarchuk, L., 1994, Astrophys. J., 434, 570

Tjemkes, S. A., Zuiderwijk, E. J., van Paradijs, J., 1986, Astron. Astrophys., 154, 77

Trümper, J., Pietsch, W., Reppin, C., et al., 1978, Astrophys. J., 219, L105

Tsunemi, H., 1989, Publ. Astron. Soc. Jpn., 42, 453

Tucker, W., 1967, Astrophys. J., 148, 745

Ulmer, M. P., Baity, W. A., Wheaton, W. A., Peterson, L. E., 1972, Astrophys. J., 178, L121

Unsöld, A., Baschek, B., 1988, Der neue Kosmos, Springer (Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest), 78–80

van den Heuvel, E. P. J., 1983, Accretion driven Stellar X-Ray sources, Cambridge University Press (Cambridge)

van Kerkwijk, M. H., van Paradijs, J., Zuiderwijk, E. J., et al., 1995, Astron. Astrophys., 303, 483

Verbunt, F., van den Heuvel, E. P. J., 1995, in W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, E. P. J. van den Heuvel (eds.), X-Ray Binaries, Cambridge University Press (Cambridge), Chapt. 11 : Formation and evolution of neutron stars and black holes in binaries, 470

Vidal, N. V., Wickramasinghe, D. T., Peterson, B. A., 1973, Astrophys. J., 182, L77

Voigt, H. H., 1980a, Abriss der Astronomie, BI (Mannheim, Wien,Zürich)

Voigt, H.-H., 1980b, Abriss der Astronomie, BI (Mannheim, Wien, Zürich)

Wang, Y.-M., Frank, J., 1981, Astron. Astrophys., 93, 255

Watson, M. G., Griffiths, R. E., 1977, Mon. Not. R. Astron. Soc., 178, 513

Wheaton, W. A., Doty, J. P., Primini, F. A., et al., 1979, Nature, 282, 240

Whelan, J., Iben, I., 1973, Astrophys. J., 186, 1007

White, N. E., 1989, Astron. Astrophys. Rev., 1, 85

White, N. E., Swank, J. H., Holt, S. S., 1983, Astrophys. J., 270, 711

Wilms, J., 1996, *Diplomarbeit*, Eberhard-Karls Universität Tübingen

Wilms, J., 1998, *Dissertation*, Eberhard-Karls Universtät Tübingen, in Vorb.

Wilms, J., Dove, J. B., Maisack, M., Staubert, R., 1996, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 120, 159

Woltjer, L., 1964, Astrophys. J., 140, 1309

XTE-Staff, 1992, XTE - Taking the Pulse of the Universe, NASA

XTE-Staff, 1995, Appendix F: The XTE Technical Appendix

XTE-Staff, 1996, Estimating the Background for the PCA

Yahel, R. Z., 1979, Astrophys. J., 229, L73

Zel'dovich, Y. B., 1964, Sov. Phys. – Dokl., 9, 195

Zel'dovich, Y. B., Shakura, N. I., 1969, Sov. Astron., 13, 175

Zhang, W., Jahoda, K., 1996, Deadtime Effects in the PCA, Technical report, LHEA

Zombeck, M. V., 1990a, Handbook of Space Astronomy & Astrophysics, Cambridge University Press (Cambridge), 185–185

Zombeck, M. V., 1990b, Handbook of Space Astronomy & Astrophysics, Cambridge University Press (Cambridge), 234–234

Zuiderwijk, E. J., 1995, Astron. Astrophys., 299, 79

Zuiderwijk, E. J., van den Heuvel, E. P. J., Hensberge, G., 1974, Astron. Astrophys., 35, 353

Danksagung

Mein Dank gilt all jenen, die mich während meiner Diplomarbeit unterstützten haben sowie allen Instituts-Mitgliedern, die eine phantastische Atmosphäre am IAAT geschaffen haben. Ich denke dabei nicht nur an die vergnügliche Espresso Runde!

Mein besonderer Dank gilt dann noch all jenen, die mich direkt unterstützt haben:

PROF. R. STAUBERT für die Vergabe dieses Themas, das mir die Möglichkeit gab, mich mit hochaktuellen Daten und einem interessanten Thema auseinander zu setzen.

DIPL.-PHYS. JÖRN WILMS von dem ich bereits sehr viel über UNIX, LaTeX, IDL und natürlich Astronomie gelernt habe, aber noch viel mehr lernen könnte. Trotz seiner knappen Zeit hat er immer ein offenes Ohr für mich gehabt und mich auch über Kontinente hinweg unterstützt. Darüber hinaus ist er ein exzellenter Zimmer-Kollege und ich habe immer gerne mit ihm diskutiert.

DR. PETER KRETSCHMAR war immer eine reichhaltige Informationsquelle — nicht nur was Vela X-1 angeht. Es hat aber auch viel Spaß gemacht, mit ihm über andere Dinge zu diskutieren.

DR. MICHAEL MAISACK hat mir in den ersten Wochen während der Einarbeitung ebenfalls geholfen und mich auch weiterhin in seiner ihm eigenen Art hin und wieder aus Irrwegen herausgeholt.

DR. DUANE GRUBER aus San Diego vom *HEXTE*-Team hat auch immer ein offenes Ohr für die Fragen eines Diplomanden gehabt. Es ist ihm und seinen Kollegen zu verdanken, daß diese Diplomarbeit in der vorliegenden Form überhaupt fertiggestellt werden konnte, da die vom *RXTE*-Datenzentrum gelieferten *HEXTE*-Daten unvollständig waren. Während seines Aufenthaltes in Tübingen entwickelte sich eine fruchtbare Zusammenarbeit. Ich hoffe, daß diese möglichst lange fortgesetzt werden kann.

DR. WILLIAM HEINDL, ebenfalls aus San Diego vom *HEXTE*-Team, kümmerte sich um meine Emails und während seines Aufenthaltes hier im September 1996 arbeitete ich sehr gut mit ihm zusammen.

KATJA POTTSCHMIDT und BEATE STELZER sind nette Teamkollegen und haben mir immer sehr geholfen; MICHAEL KÖNIG ist ebenfalls ein freundlicher und hilfsbereiter Teamkollege. Katja hat mir darüberhinaus durch intensives Korrekturlesen dieser Arbeit sehr geholfen.

Und nicht zuletzt gilt mein Dank meinen Eltern, die mir nicht nur mein Studium finanziert, sondern mich auch in jeder nur erdenklichen Weise unterstützt haben.

Sollte ich noch jemanden vergessen haben, so bitte ich ihn um Entschuldigung und spreche auch ihm meinen Dank aus! Weiterhin möchte ich betonen, daß die obige Aufzählung keinerlei Reihenfolge folgt und ich auch keine Reihenfolge aufstellen könnte.

Während meiner Arbeit machte ich von der Datenbank SIMBAD und dem HEASARC regen Gebrauch.